

ORSAY
SÉRIE A,
N° D'ORDRE: 281.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Louis MASSONNET

PREMIÈRE THÈSE

Etude des réactions $\pi^+ 2p$ sur quelques noyaux légers
à l'aide d'un système de chambres à étincelles au-
tomatiques.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 24.06.69. devant la Commission d'examen.

M^{me} MARTY
RIOL
CHARPAX

}



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552221_0015

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Louis MASSONNET

PREMIÈRE THÈSE

Etude des réactions $\pi^+ 2p$ sur quelques noyaux légers
à l'aide d'un système de chambres à étincelles au-
tomatiques.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté.

Soutenues le

devant la Commission d'examen.

}

232317

UNIVERSITY OF LEIDEN

LIBRARY OF THE UNIVERSITY OF LEIDEN
DEPARTMENT OF THE HISTORY OF SCIENCE

LEIDEN, THE NETHERLANDS

DEPARTMENT OF THE HISTORY OF SCIENCE



DEPARTMENT OF THE HISTORY OF SCIENCE

DEPARTMENT OF THE HISTORY OF SCIENCE

DEPARTMENT OF THE HISTORY OF SCIENCE

DEPARTMENT OF THE HISTORY OF SCIENCE

DEPARTMENT OF THE HISTORY OF SCIENCE

DEPARTMENT OF THE HISTORY OF SCIENCE

REMERCIEMENTS

Je désire exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur J. TEILLAC pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et m'avoir orienté vers cette étude.

Ma gratitude va à Monsieur le Professeur M. JEAN qui a inspiré cette expérience et en a constamment suivi le déroulement.

J'exprime ma vive reconnaissance à Monsieur G. CHARPAK qui a dirigé ce travail et m'a prodigué ses conseils et ses encouragements, qu'il trouve ici l'occasion d'accepter mes vifs remerciements.

Cette expérience est le résultat d'un travail de groupe ; je désire remercier Messieurs J. FAVIER et C. ZUPANCIC pour leur collaboration à cette étude.

Je veux rendre hommage à l'assistance technique de Messieurs R. BOUCLIER et G. MILLION qui ont eu souvent à résoudre des problèmes difficiles liés aux techniques nouvelles développées et utilisées.

Je désire enfin remercier tout le groupe du Synchrocyclotron du C.E.R.N. pour le bon fonctionnement de l'accélérateur.

TABLE DES MATIERES

	page
I - Mécanisme de la formation d'une étincelle	1
Mémoire et temps de résolution.....	4
Efficacité	6
2 - Chambres à décharge	9
Propriétés	13
3 - Chambres automatiques	18
Chambres à fils	19
Chambres soniques	20
Localisation par les courants	21
Méthode des courants - Construction des chambres	27
4 - Réactions $\pi^+ 2p$ sur les noyaux légers	29
Cinématique	33
Description de l'expérience	34
Enregistrement des données.....	39
Analyse des résultats	42
Discussion	46

INTRODUCTION

Ce travail décrit une série d'expériences qui a été effectuée auprès du Synchrocyclotron du C.E.R.N. et dont l'objectif était l'étude de quelques réactions produites par les pions sur les noyaux légers.

Je voudrais préciser la genèse de ces expériences ; en 1963, un petit groupe dirigé par Monsieur G. CHARPAK et dont je faisais partie avec J. FAVIER, s'était constitué au C.E.R.N. et travaillait essentiellement au développement de chambres à étincelles de types nouveaux. Nous avons construit plusieurs détecteurs alors inédits. Les chambres à décharges lentes et celles de type classique à localisation automatique de la position. A cette époque se développe aussi un courant d'intérêt vers l'utilisation de faisceau de pions pour l'étude des problèmes de structure nucléaire.

Le professeur M. JEAN montra l'importance de l'étude des réactions induites par les pions sur les noyaux légers. Notre groupe se compléta alors d'un autre physicien d'ORSAY, M. GUSAKOW et de quelques visiteurs intermittents d'autres laboratoires avec lesquels nous entreprîmes l'étude des réactions $\pi^+ 2p$.

Les conditions furent toutefois particulières car les techniques utilisées étaient nouvelles et il fallut consacrer une fraction importante du temps de machine qui nous était alloué, pour la mise au point de l'appareillage.

C'est pourquoi une partie des expériences décrite dans cette thèse fut effectuée avec des faisceaux peu intenses, car c'est à titre "parasitaire" que nous eumes le privilège de travailler longtemps. Nous avons employé jusqu'à 160 chambres automatiques ; notre travail a finalement permis de dégager les propriétés des chambres à courant et la technologie liée à leur utilisation.

Cette thèse comprend deux parties. Dans la première figure une revue générale des propriétés des chambres à étincelles en soulignant notre propre contribution à diverses méthodes. La seconde concerne les expériences $\pi^+ 2p$. Je désire toutefois remarquer qu'il s'agit d'une phase préliminaire. En raison de l'intérêt suscité par les résultats, cette expérience a été reprise de façon systématique sans souci de développement technique particulier et elle est poursuivie activement au C.E.R.N. par un groupe qui, outre moi-même comprend Messieurs J. FAVIER, G. CHARPAK, C. ZUPANCIC et W. MEYERMOF.

MECANISME DE LA FORMATION D'UNE ETINCELLE

Formation d'une avalanche - Loi de Townsend

Examinons ce qui se passe lorsque l'on applique la tension entre les deux électrodes d'une chambre à étincelles immédiatement après le passage d'une particule ionisante. Un électron libéré dans le gaz est accéléré et par collision avec les atomes du milieu, va générer une avalanche qui se développera vers l'anode, en accord avec la loi de Townsend.

$$n = e^{\alpha x}$$

α est le coefficient de multiplication par unité de longueur,
 n est le nombre d'électrons contenus dans l'avalanche,
 x est la distance le long de laquelle se développe l'avalanche.

La figure (1) montre la variation de α avec le champ réduit E/p . La vitesse de l'avalanche est pratiquement la même que la vitesse de déplacement d'un seul électron

$$x = V_- t = \mu_- Et$$

Si la diffusion d'électron libre est le mécanisme dominant, le rayon de l'avalanche (r_L) à la distance x est donné par (R.1),

$$r_L^2 = 4 \frac{\bar{\mu}}{V_-} x^2$$

où $\bar{\mu}$ est l'énergie moyenne de l'électron en eV (de l'ordre de quelques eV),

V est la différence de potentiel sur la longueur x (de l'ordre de quelques kV).

De plus l'avalanche laisse derrière elle un nuage d'ions positifs qui a la forme d'un parabolocôide de révolution. Quand le nombre d'électrons augmente, l'attraction de ce nuage positif sur les électrons devient importante et pour une valeur de n critique de l'ordre de 10^8 , elle compense exactement le champ extérieur. L'avalanche atteint alors sa taille limite, le ralentissement commence aux environs de $n \approx 10^6$.

S'il était possible de prendre la photographie d'une avalanche au stade où $n = 10^8$, on pourrait visualiser la trajectoire d'une particule dans le gaz (R.2). On a réussi seulement récemment à obtenir des images de trajectoires dans ce type de fonctionnement en employant des impulsions électriques de très courte durée. Ces chambres sont capables d'atteindre une grande résolution qui est d'ailleurs liée au rayon de diffusion r_L .

H. RAETHER obtient les valeurs suivantes de r_L en fonction du gaz (R.3) :

TABLE 1

	N_2 $p=400$ mm Hg	CH_4 $p=400$ mm Hg	Ether $p=360$ mm Hg	Ether $p=20$ mm Hg
r_L (cm) for $n < 4 \times 10^6$	0.02	0.015	0.01	0.12

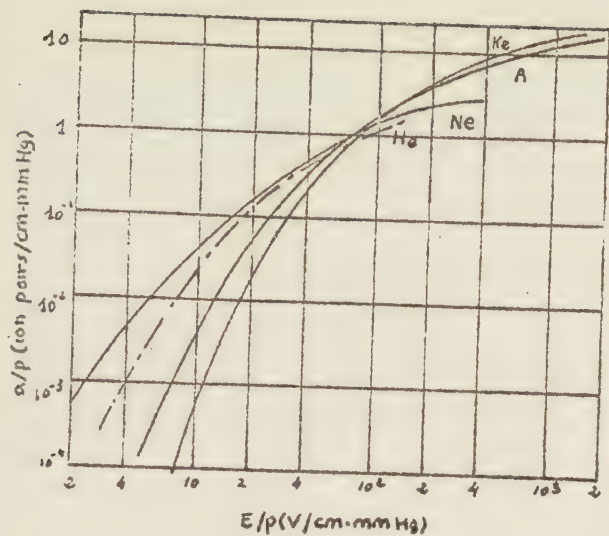


FIG. 1

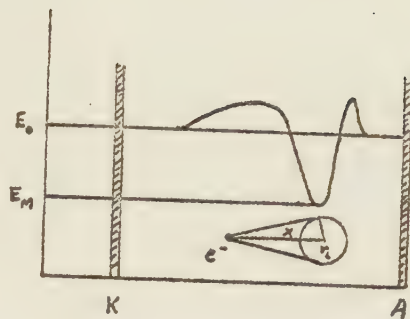


FIG. 2

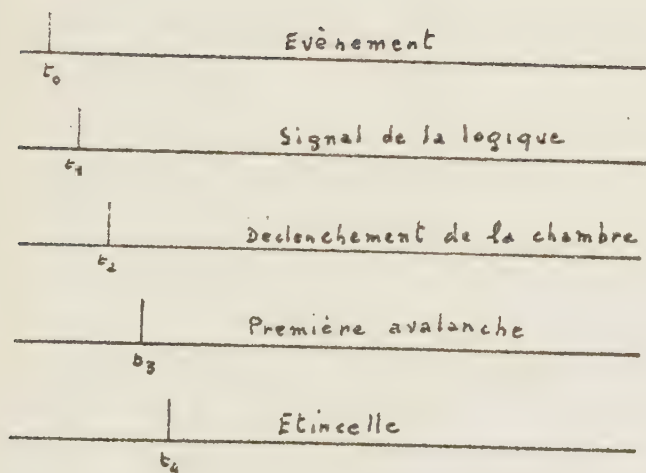


FIG. 3

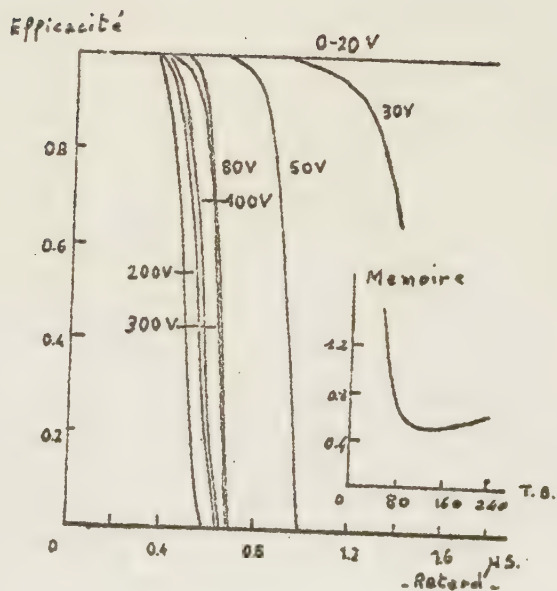


FIG. 4

et dans l'azote, en fonction du nombre d'électrons :

n	$4 \cdot 10^6$	10^7	$4 \cdot 10^7$	10^8
r_L (cm)	0,02	0,022	0,033	0,047

Bien que ces gaz ne soient pas ceux utilisés dans les chambres à étincelles où on leur préfère le néon, l'hélium ou l'argon, on voit qu'il y a peu de différence lorsque l'on passe de l'azote à l'éther. Les valeurs des tableaux ci-dessus donnent donc un bon ordre de grandeur. Pour $n \approx 10^8$, la largeur de l'avalanche est d'environ 0,5 mm ; mais sa longueur x dépendra de la grandeur et de la durée du champ appliqué, ainsi que du coefficient d'ionisation α . Dans le néon, par exemple, si l'on veut une longueur d'avalanche de 1 mm, la durée de l'impulsion électrique doit être plus courte que 33 nsec et le champ nécessaire pour atteindre $n \approx 10^8$ est de l'ordre de 20 kV/cm.

Qualitativement, le champ le long d'une avalanche est représenté sur la fig. (2). Lorsque celle-ci a atteint sa taille maximum, $E_{\min}$ est trop faible pour que l'amplification se poursuivre. Comme le nuage d'ions positifs émet des rayons ultraviolets qui, à leur tour, libèrent des électrons, ces derniers vont se multiplier dans la région où le champ est le plus intense car α dépend fortement du champ (Fig.1). C'est normalement sur le front de l'avalanche que le champ est le plus grand, ce qui fait qu'une chaîne d'avalanches élémentaires va

se développer vers l'anode jusqu'à ce qu'elle l'atteigne. A ce moment, le plasma conducteur ainsi formé est porté au potentiel de l'anode et nous nous trouvons en présence d'un champ électrique très important entre la cathode et l'extrémité de ce plasma qui produit, par le même processus que celui décrit plus haut, des avalanches se dirigeant cette fois vers la cathode. Lorsque celle-ci est atteinte, les deux électrodes sont pratiquement court-circuitées et l'étincelle éclate, libérant l'énergie emmagasinée par la capacité de la chambre.

Fonctionnement et utilisation des chambres à étincelles

Dans la majorité des expériences, la trajectoire d'une particule est mesurée par une série de chambres dans lesquelles les étincelles sont en général perpendiculaires aux électrodes, la précision étant en partie déterminée par le nombre de chambres le long de la trajectoire. Nous allons étudier les différents facteurs déterminant les caractéristiques de ces chambres.

I - Mémoire et temps de résolution

Une des plus importantes propriétés des chambres à étincelles est leur mémoire. Ceci permet l'emploi d'une logique électronique de déclenchement pour choisir l'événement que l'on veut photographier. La mémoire dépend principalement de la vie moyenne des ions créés par le passage de la particule. La plupart des gaz de remplissage sont nobles (hélium, néon, argon) et n'ont pas d'attachement électronique. On a disposé alors de deux moyens pour contrôler la vie moyenne des électrons

libres : un champ électrique de balayage ou une impureté gazeuse ayant un fort attachement électronique. Lorsqu'une chambre est employée dans un faisceau intense de particules, il faut réduire la mémoire à une petite valeur de sorte que les électrons laissés dans le gaz par des particules précédant celle qui a été sélectionnée par la logique de déclenchement soient éliminés. La figure (3) montre les différentes périodes de temps qui s'écoulent entre le passage d'une particule et l'apparition de l'étincelle. On aura intérêt à ajuster la mémoire de sorte qu'elle soit légèrement plus grande que $t_2 - t_0$ qui est imposé par la logique de déclenchement.

La table ci-dessous donne les principaux éléments qui imposent $t_2 - t_0$:

Photo multiplicateur	40	nsec
Coïncidence	20	nsec
Etablissement de l'impulsion		
HT	30	nsec
Connexions	10	nsec
Total	<u>100</u>	nsec

Cette valeur de 100 nsec est optimiste car elle attribue seulement 20 nsec à la logique de déclenchement. En pratique, lorsque l'on se trouve en présence d'un événement complexe, le retard total au déclenchement varie de 0,2 μ sec à 1 μ sec. Cependant on a souvent intérêt à réduire ce retard au minimum surtout lorsque l'on travaille en présence de grands

flux de particules et d'un champ magnétique où, sous l'action de ce champ, les électrons primaires sont déplacés dans la direction $E \times B$, E étant le champ électrique de balayage.

Efficacité

Nous avons admis que, pour donner une étincelle, un seul électron donnant l'avalanche critique est suffisant. Mais il n'est pas suffisant que l'électron soit présent au temps t_2 car, avant que l'avalanche correspondante atteigne la taille critique, les électrons peuvent être balayés pendant le temps de montée de l'impulsion HT ; si cette montée est trop lente, la tension ne peut atteindre une valeur suffisante du coefficient d'amplification de TOWNSEND. Si X_0 est la longueur minimum d'une avalanche (elle dépend du gaz et de E/p) dans les conditions de fonctionnement de la chambre, une zone morte de profondeur X_0 existe le long de l'anode. Les électrons formés dans cette zone ou balayés vers elle par le temps de montée sont perdus.

C'est la raison pour laquelle le champ de balayage est toujours opposé à l'impulsion HT. A l'épaisseur de cette zone doit s'ajouter la distance X_1 qui est celle parcourue par l'électron durant le temps de montée avant que la multiplication ne commence. C'est X_1 qui apporte la contribution principale et c'est pourquoi le temps de montée doit être minimisé pour avoir la meilleure efficacité. On utilise alors pour déclencher les chambres un système d'éclateur pouvant fournir un fort courant instantané (plusieurs centaines d'ampères) (R.3,R.4) et on arrange les connexions de telle sorte qu'elles

présentent l'inductance la plus faible. La figure (4) montre l'efficacité obtenue en fonction de la tension de balayage et du retard au déclenchement.

Temps de formation de l'étincelle

Le temps de formation d'une étincelle a été calculé par différents auteurs à partir de diverses hypothèses physiques : R.C. FLETCHER (R.5) suppose qu'il dépend principalement du temps de formation de la première avalanche ; il trouve

$$T_f = \frac{1}{\alpha v_-} \text{Log } N_a$$

en prenant pour α et v_- des valeurs constantes. N_a est de l'ordre de 10^8 (nombre d'électrons maximum dans une avalanche). Cette formule dépend très peu de N_a car un changement d'un facteur 10 pour N_a entraîne une variation de seulement 12 % pour T_f . Cette formule ne rend donc pas très bien compte de la valeur du modèle physique.

Par contre, en suivant le raisonnement de DICKEY (R.6, R.7), nous pouvons essayer de calculer ce temps de formation en ignorant le mécanisme de formation de l'étincelle. Si l'on admet que le champ reste en moyenne uniforme et que α et v_- peuvent être considérés comme constants, nous pouvons calculer la tension aux bornes de la chambre en fonction du temps lors de la formation des premières avalanches.

Supposons que, à l'instant 0, la tension appliquée soit V_0 ; à l'instant t , nous nous trouvons en présence de N paires d'ions

$$N = N_0 \text{ EXP } \left\{ \int_0^t \alpha v_- dt \right\}$$

N_0 étant le nombre d'électrons primaires.

Nous négligerons le mouvement des ions positifs ;
soit x_i la distance du i ème électron compté à partir de la cathode.

La perte d'énergie du i ème électron formé par la chambre
est égale au travail effectué par l'électron lorsqu'il s'est
déplacé de Δx_i on a donc

$$e V \frac{d x_i}{\delta} = - C V d V$$

δ est la distance interélectrode

V est la tension aux bornes de la chambre

$$C \frac{dV}{dt} = - \sum_{i=1}^n \frac{e}{\delta} \frac{d x_i}{dt}$$

$$= - \frac{e}{\delta} v_- N_0 e^{\alpha v_- t}$$

qui, en intégrant, donne la solution

$$V(t) = V_0 - N_0 \frac{e}{C \delta \alpha} e^{\alpha v_- t}$$

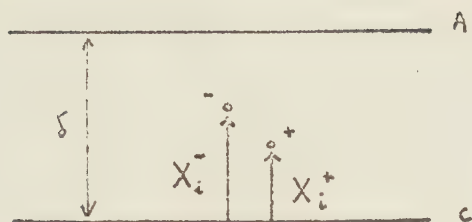


FIG 5

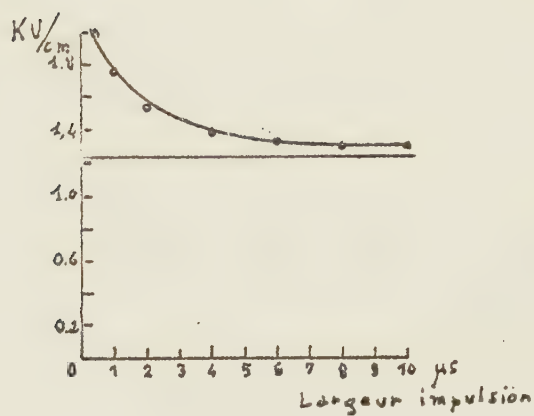


FIG 7

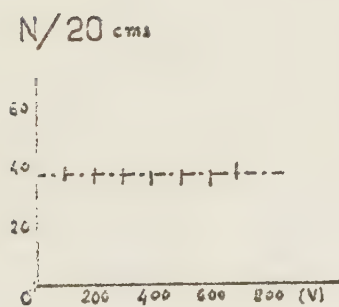


FIG 11

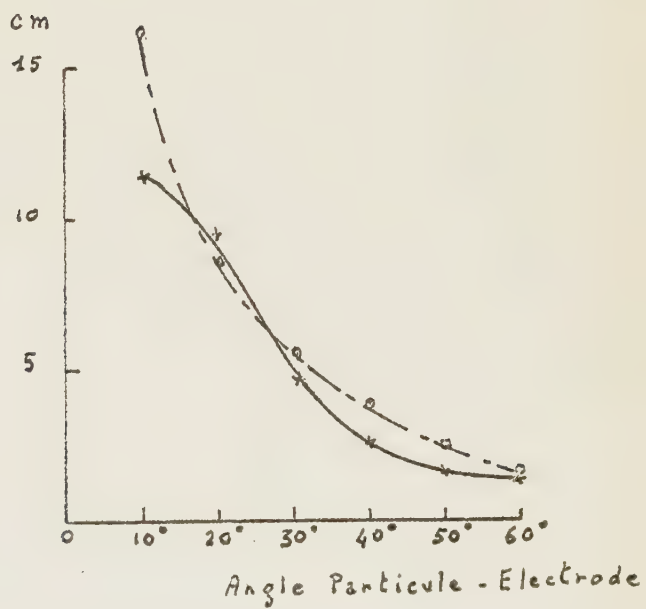


FIG 9

soit :

$$T = \frac{1}{\alpha v_-} \text{Log} \frac{C \delta \alpha}{N_0 e} \{ (V_0 - V(t)) \}$$

T est le temps correspondant à une chute de tension $\Delta V = V_0 - V(t)$ sous l'influence des mouvements des charges.

En prenant des valeurs $C = 1000 \text{ pF}$ et $\Delta V = 10 \text{ V}$ on voit que cette formule conduit à des valeurs de T_f 40 % plus grandes que celle de R.C. FLETCHER. Elle donne des valeurs en accord avec les récents travaux de H.THOLL (R.8) où les différentes étapes du développement d'une étincelle ont été photographiées.

Chambres à décharge

1. Chambres à couche de diélectrique

Les chambres construites avec des électrodes transparentes (grilles métalliques ou verre conducteur) offrent d'intéressantes possibilités lorsque les trajectoires des particules sont presque parallèles aux électrodes. FUKU et MYAMOTO (R.9) construisirent les premiers de tels détecteurs ; ils utilisaient des chambres à électrodes de verre recouvertes d'une couche transparente d'oxyde d'étain et observaient de nombreuses décharges localisées le long de la trace. Celle-ci apparaît alors comme une projection de la trajectoire réelle lorsqu'on la regarde au travers de l'électrode.

Le fait que les électrodes n'étaient pas en contact avec le gaz de la chambre apparut alors comme une caractéristique essentielle ; on peut en effet penser que le développement indépendant des différentes avalanches est rendu possible par la présence du diélectrique, en considérant que la capacité totale de la chambre est constituée d'un grand nombre de petites capacités élémentaires qui peuvent se décharger indépendamment les unes des autres à l'apparition des étincelles.

Caractéristique de ces chambres

Les champs appliqués sont de l'ordre de 6 à 10 kV dans le néon et 38 kV/cm dans l'argon pur ; la durée d'application de l'impulsion haute tension est de 100 nsec. Avec des impulsions plus longues, une décharge diffuse apparaît qui illumine toute la chambre.

La largeur de la projection de la trace varie, suivant le retard au déclenchement, de 1,5 mm pour 1 μ sec à 4 mm pour 6 μ sec.

Le temps de recouvrement est d'environ 0,1 sec.

2. Chambres à électrodes métalliques en contact avec le gaz

Nous avons observé qu'en fait le diélectrique n'est pas nécessaire. On peut obtenir des conditions de fonctionnement qui ralentissent suffisamment les phénomènes pour permettre un développement indépendant d'un grand nombre de décharges. Dans les chambres à étincelles classiques, l'impulsion de tension appliquée est beaucoup plus grande que la tension statique de claquage ; les gaz nobles employés sont exempts d'attachement

électronique et, à cause de la grande mobilité des électrons, il est nécessaire d'avoir de très bons temps de montée pour atteindre le potentiel de claquage avant que les électrons primaires ne soient tous balayés vers l'anode. Nous avons vu plus haut que le temps de développement d'une étincelle dans les chambres ordinaires était de l'ordre de 10 à 20 nsec. Dans de telles conditions, les fluctuations durant les phénomènes d'avalanche qui précèdent l'étincelle empêchent d'avoir une parfaite efficacité pour la reproduction de traces simultanées. Cependant, si l'on augmente la distance interélectrodes, on augmente le temps nécessaire à la formation de l'étincelle, de sorte que l'on rend possible le développement d'un grand nombre d'avalanches. De plus, l'emploi d'impuretés à fort coefficient d'attachement électronique permet la construction de chambres ayant d'intéressantes propriétés (R.10).

Construction des chambres

Les deux électrodes sont faites de grilles d'acier inoxydable à 82 % de transparence et constituées par des fils de 50 μ . Cela permet la photographie au travers d'une électrode. Elles sont placées à l'intérieur d'une enceinte de plexiglas dans laquelle on fait circuler le gaz utilisé.

Condition de fonctionnement

Sans la présence du diélectrique séparant les électrodes, on n'a plus besoin d'appliquer des impulsions de tension de courte durée. De longues impulsions ne produisent pas une illumination générale de la chambre, mais ont l'avantage de réduire le champ électrique nécessaire.

Ceci peut être expliqué de la façon suivante :

Dans les chambres à couche de diélectrique, la tension appliquée garde sa valeur longtemps en raison des charges accumulées à la surface diélectrique, tandis que les photons émis par les premières décharges produisent par effet photoélectrique de nouvelles avalanches dans tout le volume du détecteur, sauf pour des durées d'impulsion inférieures à 100 nsec, pour lesquelles elles n'ont pas le temps de se développer.

Par contre, avec des électrodes métalliques en contact avec le gaz, la chute de tension aux bornes de la chambre est plus rapide sous l'influence des premières avalanches. Comme la capacité de ces chambres est en général faible car on a intérêt à avoir des volumes utiles grands, il est possible d'utiliser pour les déclencher un générateur à tubes à vide (40 A de courant maximum) qui permet d'avoir cependant un bon temps de montée.

Si l'on considère l'impulsion appliquée Fig.(6), la détection d'une particule produit une chute de tension dont l'amplitude dépend de la surtension par rapport à la tension de claquage statique. La Fig. (7) montre la variation du seuil de détection d'une particule en fonction de la largeur de l'impulsion.

De très bonnes photographies peuvent être obtenues avec des largeurs de 0,5 μ sec et des champs électriques trois ou quatre fois plus petits que ceux normalement utilisés dans des chambres classiques.

Gaz utilisé

Le gaz le plus couramment utilisé est un mélange de 65 % de néon et de 35 % d'hélium. Nous employons comme impureté à haut coefficient d'attachement électronique la vapeur saturante de l'iode à la température ordinaire (pression partielle de 2×10^{-4} à 20°C), le gaz circulant à travers un récipient de verre contenant de l'iode métallique. Sans impureté, il est extrêmement difficile d'obtenir de bonnes traces et les réglages deviennent très critiques, surtout pour des chambres de quelques millimètres d'épaisseur.

La grande bande d'absorption de l'iode dans l'ultra-violet est responsable de ce comportement : elle empêche l'apparition de nouvelles décharges dans tout le volume du détecteur. De plus, l'iode augmente l'efficacité de production des avalanches par effet Penning ; l'énergie d'excitation des états métastables des gaz nobles employés peut être transférée à un électron de la molécule de I_2 (potentiel d'ionisation de 9,7 eV). Elle a les valeurs suivantes pour les gaz couramment employés :

He : 19,8 eV

Ne : 16,53 et 16,62 eV

A : 11,49 et 11,66 eV.

Propriétés des chambres à décharges

1. De grands taux de répétition sont possibles. Avec une chambre de 1 cm d'épaisseur, nous avons pu déclencher 10^4 fois par seconde sans que le fonctionnement du détecteur ne soit perturbé.

2. D'autre part, il est possible de photographier un événement particulier en présence de flux instantanés considérable. La luminosité des traces diminue, mais les différences

d'ionisation restent visibles. La Fig. (8) montre une réaction nucléaire dans la paroi de plexiglas en présence d'un faisceau de mésons de 3.10^7 / sec.

3. Bien que ces chambres ne donnent que la projection sur un plan de la trajectoire réelle, on peut cependant avoir une information supplémentaire permettant de la déterminer. En effet, pour des particules ayant un parcours beaucoup plus grand que les dimensions de la chambre, la longueur de la trace mesurée sur une photographie est proportionnelle à $\cot.\theta$ (θ est l'angle entre la trajectoire et le plan médian).

Nous l'avons vérifié en déclenchant une chambre de 10 cm sur un étroit faisceau de mésons et en faisant varier l'angle d'incidence des particules. La Fig. 9 montre la longueur des traces mesurée comparée avec celle que l'on attend. Pour des grands angles, la longueur mesurée est systématiquement trop petite. D'autres photographies prises à 90° des premières donnent l'explication : lorsque la particule est presque normale à la chambre, l'étincelle continue à suivre la trajectoire sauf au voisinage de l'électrode où elle s'incurve dans la direction du champ électrique, diminuant ainsi la longueur de la projection.

4. Les différences dans l'ionisation primaire apparaissent nettement, la Fig. (10) montre les deux groupes de rayons alpha du mésothorium s'arrêtant dans la chambre : l'ionisation plus importante en fin de parcours est nettement visible. Le nombre N d'avalanches par centimètre est constant avec la tension appliquée (Fig. 11) mais il varie légèrement d'une chambre à une autre et dépend de la pureté du mélange.

Dans l'hélium, on observe (Fig. 12) que N dépend fortement du retard au déclenchement à cause de la capture des électrons par l'iode.

Lorsque l'on opère à pression réduite, le nombre des avalanches diminue en rapport avec la pression à la fois pour l'hélium et le néon (Fig. 13). Nous observons encore des traces à des pressions de 20 cm de Hg pour l'hélium et 5 cm pour CH_4 . Mais les traces sont moins bien définies car le libre parcours moyen des électrons augmente.

Remarquons que le nombre N mesuré est plus petit que celui que l'on attend à partir de l'ionisation primaire : 5/cm pour l'hélium à la pression normale ; à cette pression on en observe 2/cm et sans iode 3/cm. On peut attribuer cette perte à l'interaction entre les avalanches ; celle qui se développe la première se comporte comme un écran électrique pour celles qui se trouvent à proximité. Cette explication n'est pas parfaitement convaincante pour deux raisons : le nombre d'avalanches par centimètre ne montre pas une très forte saturation avec la pression ; par ailleurs, des particules très ionisantes (Fig. 10) montrent une distribution pratiquement continue d'étincelles.

5. On peut déterminer la mémoire de ce type de détecteur en étudiant le nombre de décharges par centimètre en fonction du retard au déclenchement. Avec un champ électrique de balayage, même pour des chambres épaisses de 5 cm, la mémoire peut être facilement contrôlée. La Fig. 14 montre la variation de ce nombre dans l'hélium pur avec et sans tension de balayage.

Mesure dans un champ magnétique

La Fig. 15 montre des trajectoires dans un champ magnétique. Avec une chambre de 5 cm d'épaisseur, on constate que le centre des décharges fluctue d'environ 0,3 mm autour d'une ligne continue. Cela signifie que dans un champ de 15 kilogauss l'impulsion maximum observable sur une longueur de trace de 20 cm est de 15 GeV/c ; il est de 375 GeV/c pour une trace de 1m. Comme la longueur de radiation dans l'hélium est de 1900 m à la pression normale, les chambres à décharges sont sans doute un bon instrument pour la mesure des moments dans un champ magnétique.

La chambre à ions

Lorsqu'un champ de balayage élevé, de polarité opposée à l'impulsion de tension, est appliqué, on observe un nouveau comportement dans les gaz purs (néon, hélium et leur mélange) : les décharges disparaissent dans le gaz et seuls subsistent de petits points lumineux d'une fraction de millimètre sur l'électrode négative du champ de balayage Fig. 16. Nous avons étudié à l'aide de photomultiplicateurs et de cellules de KERR la distribution dans le temps de l'émission de lumière. Les décharges ordinaires sont émises pendant un temps très court, immédiatement après l'application de l'impulsion de tension alors que la lumière venant des points de la cathode est émise plusieurs centaines de microsecondes après : il s'agit de la recombinaison des ions sur l'électrode.

Nous sommes donc en présence d'une chambre dont l'émission de lumière est tellement retardée que l'on peut songer

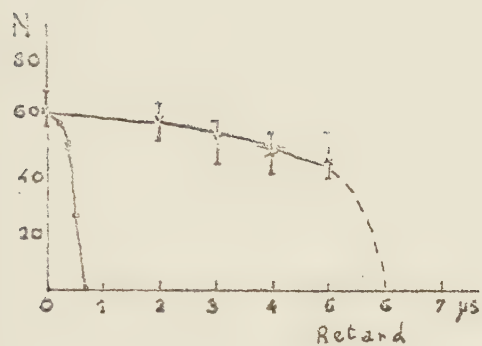


FIG 12

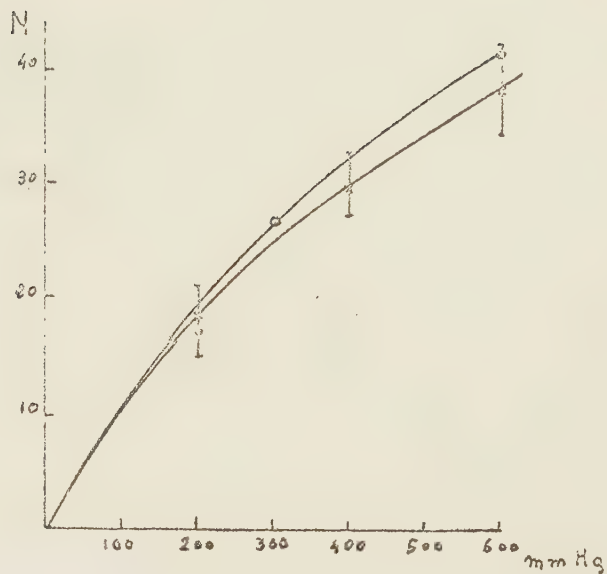


FIG 13

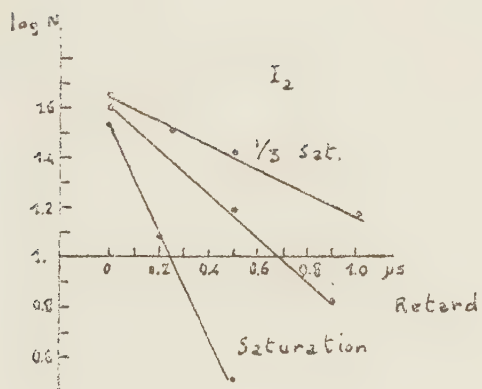


FIG 14

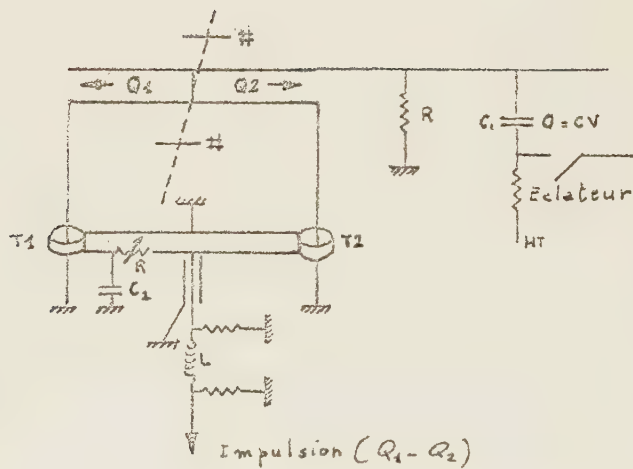


FIG 17

à utiliser un système d'obturateur électronique pour accepter ou refuser de prendre la photographie.

CHAMBRES AUTOMATIQUES

La photographie a longtemps été la seule méthode pour conserver, d'une façon analogique, l'information fournie par une chambre à étincelles. Dans des conditions d'utilisation normales, il n'y a pas de difficultés pour obtenir de bonnes images et on peut utiliser de faibles ouvertures ($f/22$) d'objectifs. Par contre, lorsque l'on a plusieurs étincelles dans une même chambre, l'énergie disponible se partage inégalement entre elles et la luminosité varie dans de grandes proportions. Lorsque l'on ajuste alors la sensibilité du film sur les étincelles les plus faiblement lumineuses, certaines seront surexposées, ce qui conduit à une imprécision sur leur localisation.

Tant que les chambres à étincelles sont utilisées pour identifier des événements rares, il n'y a pas de problème de dépouillement trop sérieux. Les méthodes de dépouillement automatiques utilisées pour les clichés de chambre à bulles peuvent être mises en oeuvre pour la mesure des coordonnées et la reconstruction cinématique. On peut noter qu'un système de type "Luciole" (CERN) analyse 1.000 événements par heure de sorte que l'on peut en 24 heures avoir au moins les résultats partiels d'une expérience, et être en mesure d'en suivre les progrès.

Il existe d'autres méthodes de détermination de la position d'une étincelle qui ne font pas appel aux techniques photographiques.

Tube de télévision

L'image se forme sur l'écran d'un tube Vidicon (R.11, R.12). L'information est temporairement emmagasinée sur cet écran. On balaye ensuite par un faisceau d'électrons qui se trouve modulé par les régions diversement chargées de l'écran. On repère la position d'une étincelle par rapport à des marques fiduciaires fixées sur la chambre. La sensibilité du Vidicon mesurée en ASA s'étend de 1 à 100 ASA suivant les conditions de réglage ; l'image dure sans dégradation une fraction de seconde et la précision sur la localisation est d'environ 1/2000. C'est un système qui permet d'analyser des événements complexes (plusieurs étincelles par chambre).

Chambre à fils digitalisés

Une des électrodes de ces chambres est constituée par un ensemble de fils parallèles distant d'environ 1 mm. Il s'agit d'identifier le fil sur lequel s'est produite l'étincelle. Une méthode simple consiste à utiliser des ferrites à mémoires pour stocker l'information (R.13). Chaque fil traverse un tore et un système électronique recherche le numéro du tore qui a basculé lors du passage du courant dû à l'étincelle. Si on utilise deux chambres à angle droit, on a les deux coordonnées (x, y) de l'étincelle. La chambre à fil peut en principe donner les positions de 2 étincelles simultanées. Mais dans ce cas, on ne sait pas si x_1 correspond à y_1 ou à y_2 ; il faut lever cette ambiguïté par une troisième chambre disposée par exemple à 45° des deux premières.

Lorsque les deux électrodes de la chambre sont constituées par des fils, la capacité locale déchargée par l'étincelle est très petite et le temps mort de la chambre peut être abaissé à 100 μ sec. J. FISHER {1963} a montré qu'en opérant dans la région prédisruptive, on peut atteindre des taux de répétition de 10^3 /sec, le courant dans le fil étant encore suffisant pour faire basculer les ferrites (R.14). Ceci est un grand avantage en faveur des chambres à fils.

Dans le cas où l'on est sûr d'avoir une seule étincelle, H.I. PIZER (R.15) a montré que l'on peut réduire le nombre des ferrites nécessaires pour extraire l'information en groupant les fils par unités, dizaines, centaines. Par exemple, pour 100 fils, on n'utilisera que 20 ferrites.

Chambre à étincelles sonique

La mesure de la propagation de l'onde acoustique peut permettre une localisation de la position (R.16, R.17). Si la vitesse du son était constante, la distance parcourue serait $x = v_0 t$ ou v_0 est la vitesse du son et t le temps écoulé entre l'apparition de l'étincelle et la détection par le microphone. Pour les gaz parfaits, v_0 est constant mais dépend de la température $v(T) = v_0(0^\circ)(T/273)^{1/2}$. Cependant, l'étincelle produit une onde de choc dont la vitesse dépend de l'amplitude. On a alors $v = v_0 + \Delta v$, Δv étant fonction de l'énergie de l'étincelle. Pour un observateur en dehors de la région de l'onde de choc et à une distance R de l'étincelle, celle-ci lui paraîtra située à la distance R' telle que $R' = v_0 T$ avec $R' = R - \Delta R$; pour tenir compte de cet effet,

on a besoin d'un minimum de quatre microphones de façon à mesurer x , y et ΔR . Dans les gaz usuels, la vitesse correspond à environ 1/2 mm par μ sec, le signal sortant du détecteur ayant une amplitude de quelques millivolts. La précision atteinte par cette méthode est d'environ 0,2 mm, ce qui correspond aux variations de la position de l'étincelle.

Les chambres soniques ont été grandement améliorées par la mise en jeu de microphones longs qui donnent à ces chambres des coordonnées rectangulaires (R.18).

Méthode des courants

La décharge dans une chambre à étincelles est associée à plusieurs processus physiques pouvant déterminer la position spatiale de l'étincelle.

1) La mesure du temps de propagation sur une électrode terminée en deux points peut être utilisée {CHARPAK 1962}. Cela demande une structure d'électrode spéciale de façon à augmenter la distance parcourue par le courant. Les progrès dans la technique des circuits imprimés peuvent maintenant faciliter la réalisation de ces chambres.

2) On peut mesurer l'intensité du rayonnement émis par l'étincelle au moyen d'une boucle placée au bord de la chambre. La hauteur du signal dépend fortement de la position de l'étincelle suivant une loi en $1/n$.

3) On peut aussi mesurer la distribution relative des courants lorsque plusieurs voies leur sont offertes pour quitter l'électrode après la décharge (Fig.17) (R.19).

La charge de la capacité C se partage en deux parties Q_1 et Q_2 proportionnellement à l'impédance offerte de la masse. La mesure de Q_1 (ou de Q_2) donne la position de l'étincelle. On double la sensibilité en mesurant la différence $Q_1 - Q_2$. Le moyen le plus simple pour faire cette mesure est d'utiliser des transformateurs à tore de ferrites, le primaire étant constitué par la connexion de la chambre elle-même et le secondaire par un enroulement comprenant quelque dizaines de tours. Si l'on referme les secondaires de T_1 et T_2 (connectés en opposition) sur une capacité de l'ordre 10.000 pf, la fréquence de résonance du circuit secondaire est de l'ordre du mégacycle. En sélectionnant la première demi-oscillation à l'aide d'un circuit amorti on obtient finalement un signal de quelques volts dont la hauteur dépend de la position. La différence $Q_1 - Q_2$ varie linéairement avec X (Fig. 18) au centre de la chambre, mais une non-linéarité apparaît près des bords. On améliore la linéarité en utilisant aux deux extrémités opposées de la chambre des électrodes de contact très inductrices par rapport à l'électrode elle-même. La détermination d'un point dans le plan de la chambre demande la connaissance des deux coordonnées X et Y . Il est possible d'obtenir ces deux informations sur une même chambre en utilisant l'électrode de masse pour X et l'électrode haute tension pour Y , les entrées et sorties de courant se faisant à 90° (Fig. 19).

Evaluation, dans le cas d'une grille, de la dépendance entre la coordonnée et les charges (Fig. 20)

Supposons que le côté d'une maille ait une résistance r . On a $V_A - V_B = ri$; pour la première ligne $V_B = 0$ si le

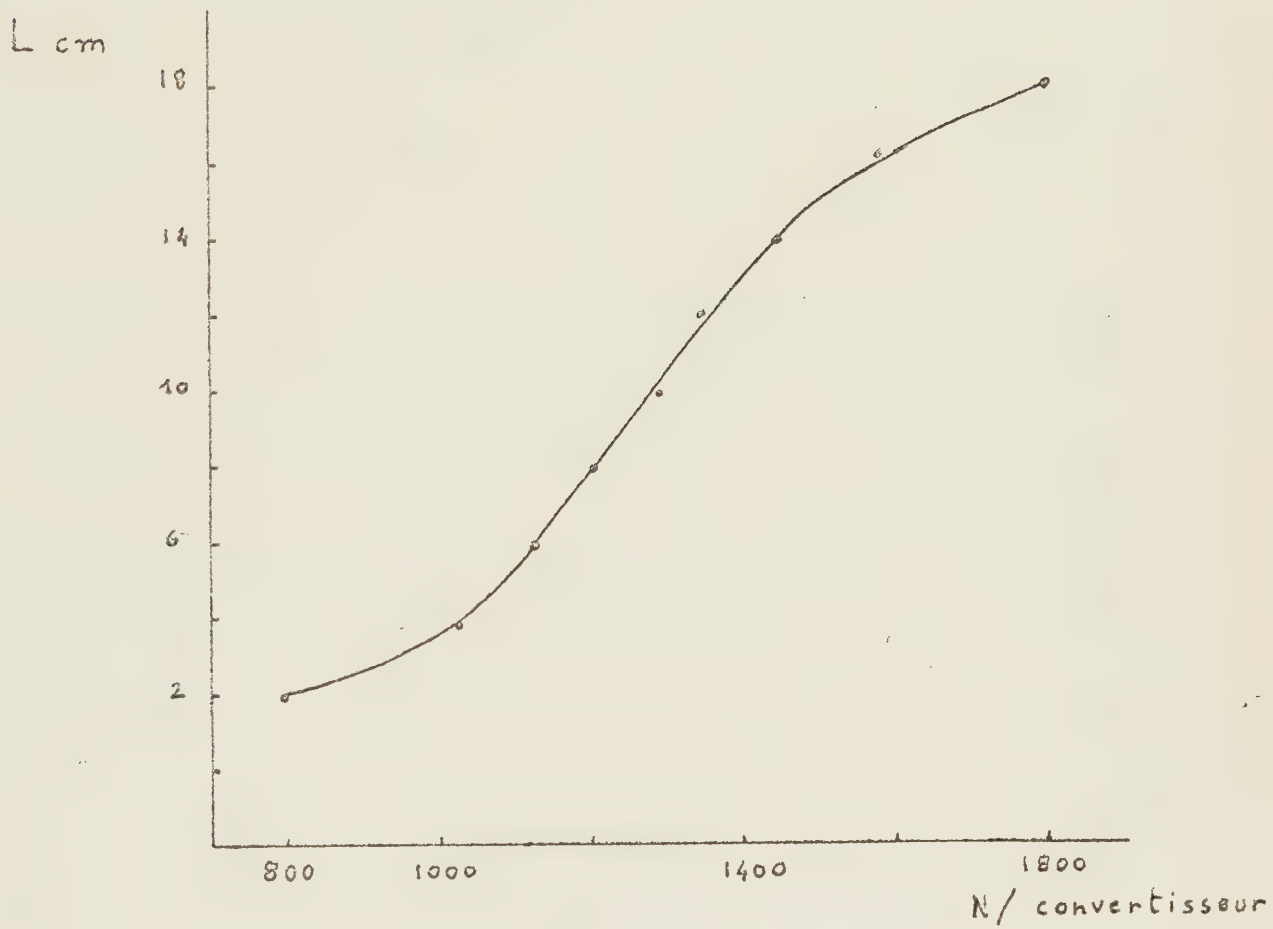


FIG 18

potentiel est imposé aux extrémités par un contact infiniment conducteur par rapport à la grille

$$\sum V_A = r I_1$$

1° ligne

et

$$\sum_{2^{\circ} \text{ ligne}} V_A = \sum_{1^{\circ} \text{ ligne}} V_A = r I_1$$

Procédant par récurrence, on trouve

$$\sum_{\text{ligne étincelle}} V_A = Kxr I_1$$

En opérant de la même façon vers le haut, on obtiendrait

$$\sum_{\text{ligne étincelle}} V_A = K(L-x)r I_2$$

ce qui donne

$$(L-x)I_2 = x I_1$$

ou

$$\frac{I_1}{L-x} = \frac{I_2}{x} = \frac{I}{L}$$

L étant la longueur totale de la grille. En intégrant

$$\frac{Q_1}{L-x} = \frac{Q_2}{x} = \frac{Q}{L}$$

soit

$$Q_1 - Q_2 = \frac{Q}{L} (L - 2x)$$

Puisque $Q = CV$ est constant, on voit que $Q_1 - Q_2$ est relié linéairement à la seule coordonnée x (indépendance en y).

Remarque

Dans le montage de la Fig.17 en l'absence de la résistance R , l'impulsion donnant l'information est nulle au centre de la chambre, positive et négative de part et d'autre ; ceci est un inconvénient lorsqu'on se sert par exemple d'un sélecteur multicanal pour analyser cette impulsion. Nous avons donc atténué l'une des deux voies au moyen d'une faible résistance ajustable R , de sorte que les signaux restent de même signe sur toute la surface de la chambre ; l'impulsion résultante est alors proportionnelle à $Q_1 - \epsilon Q_2$ ($\epsilon < 1$).

Précision de la mesure

Cette mesure, étant en fait une mesure d'impédance, est susceptible d'une grande précision. La figure (21) montre le spectre des hauteurs d'impulsion obtenu pour deux étincelles distantes de 1,5 mm, ces étincelles étant produites

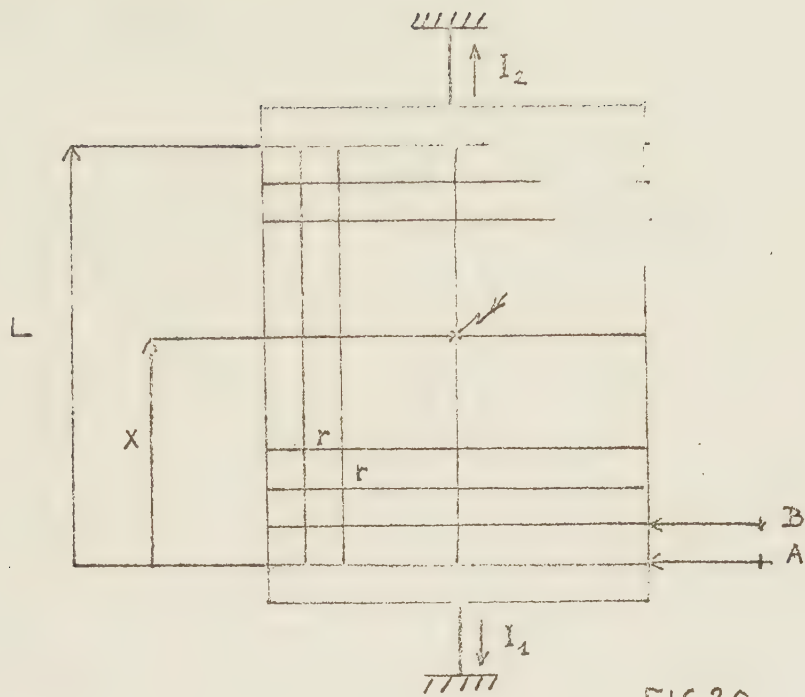


FIG 20

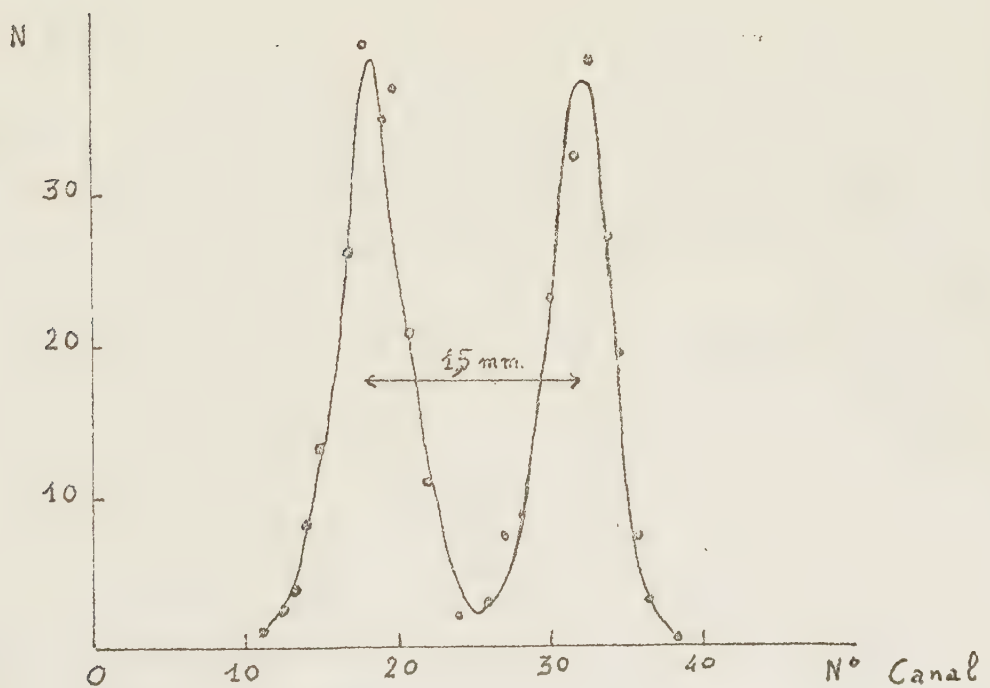


FIG 21

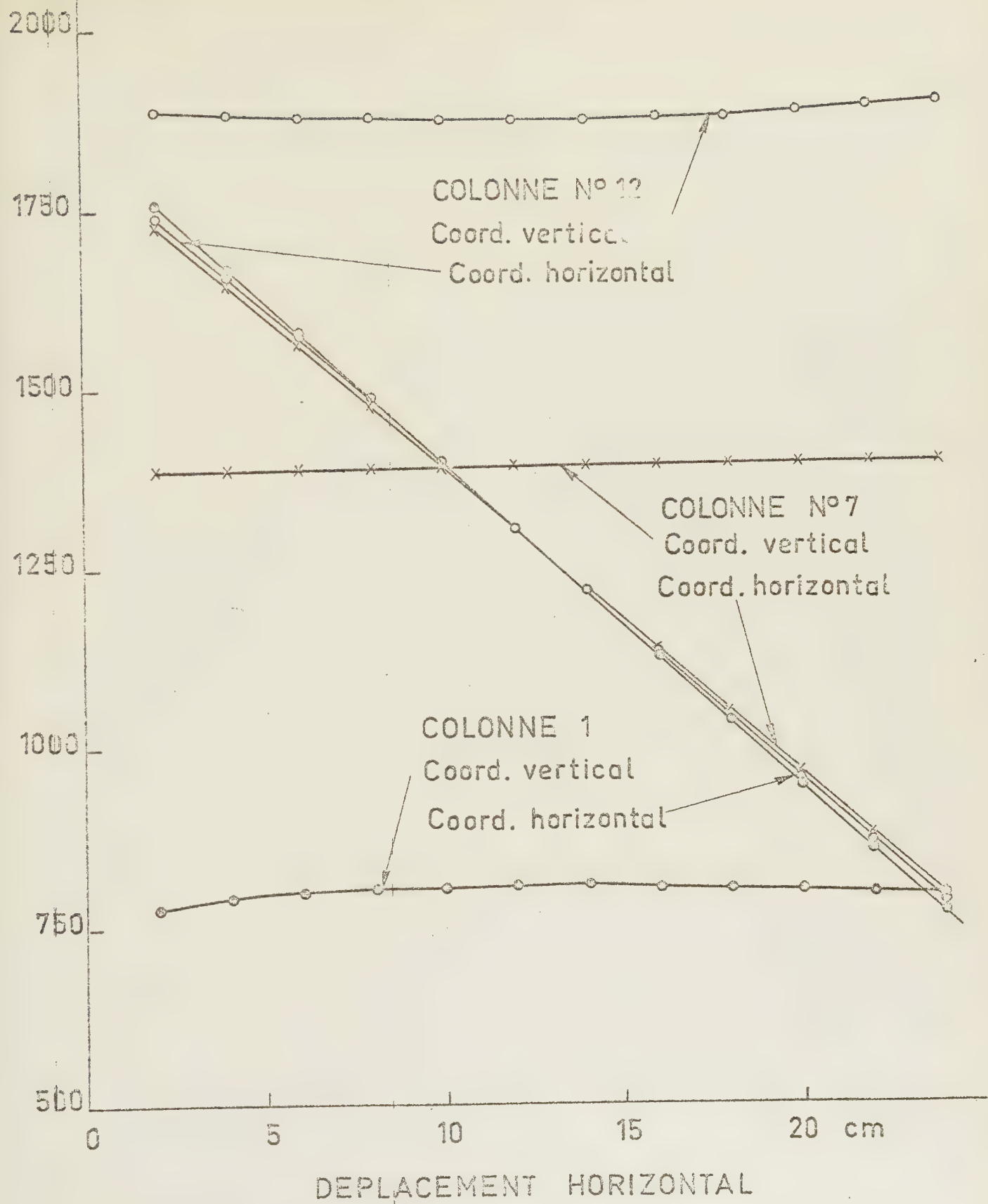


FIG. 22

artificiellement au moyen d'une pointe. Il est malaisé de faire la même mesure avec des particules en raison de la difficulté d'avoir des faisceaux suffisamment fins.

Calibration de la chambre

Elle est obtenue très simplement au moyen de pointes métalliques reliées à la masse et placées sur l'électrode haute tension derrière la mince feuille de Mylar assurant l'étanchéité des chambres. Lorsque l'impulsion HT arrive sur la chambre, elle crée un grand champ électrique sous la pointe, champ suffisant pour faire une petite décharge à travers le Mylar. Cette décharge envoie des rayons UV dans la chambre qui créent eux-mêmes des photoélectrons donnant naissance à l'étincelle. Cela donne un moyen très simple pour étalonner : un cadre en plexi-glas comprend 9 positions pour les pointes ce qui donne 9 points d'étalonnage sur la surface de la chambre. La figure (22) montre ces points d'étalonnage pour une chambre de 150 x 150 mm à la fois sur l'électrode de masse et sur l'électrode haute tension. Chaque point de la chambre est donc défini par deux coordonnées dans un système cartésien.

Stabilité de l'étalonnage

La principale instabilité provient de l'action de la température sur les condensateurs de stockage à diélectrique céramique. La variation du signal est de l'ordre de 3/100 par degré centigrade. Cela ne pose pas de trop gros problèmes dans une salle de faisceaux où il n'existe pas durant une journée de grands écarts de température. En pratique, on a fait un étalonnage toutes les 6 heures.

Utilisation en hodoscope

Ce type de chambre automatique donnant les coordonnées d'un événement sous forme de hauteur d'impulsion, il est possible d'utiliser un oscilloscope pour faire apparaître la distribution des étincelles sur la surface de la chambre. L'oscilloscope type 564 (Tektronix) convient particulièrement car il possède un écran sur lequel il est possible de mémoriser l'impact du faisceau électronique. On peut ainsi avoir directement la position et la forme du faisceau issu d'un accélérateur.

Application aux chambres à décharges

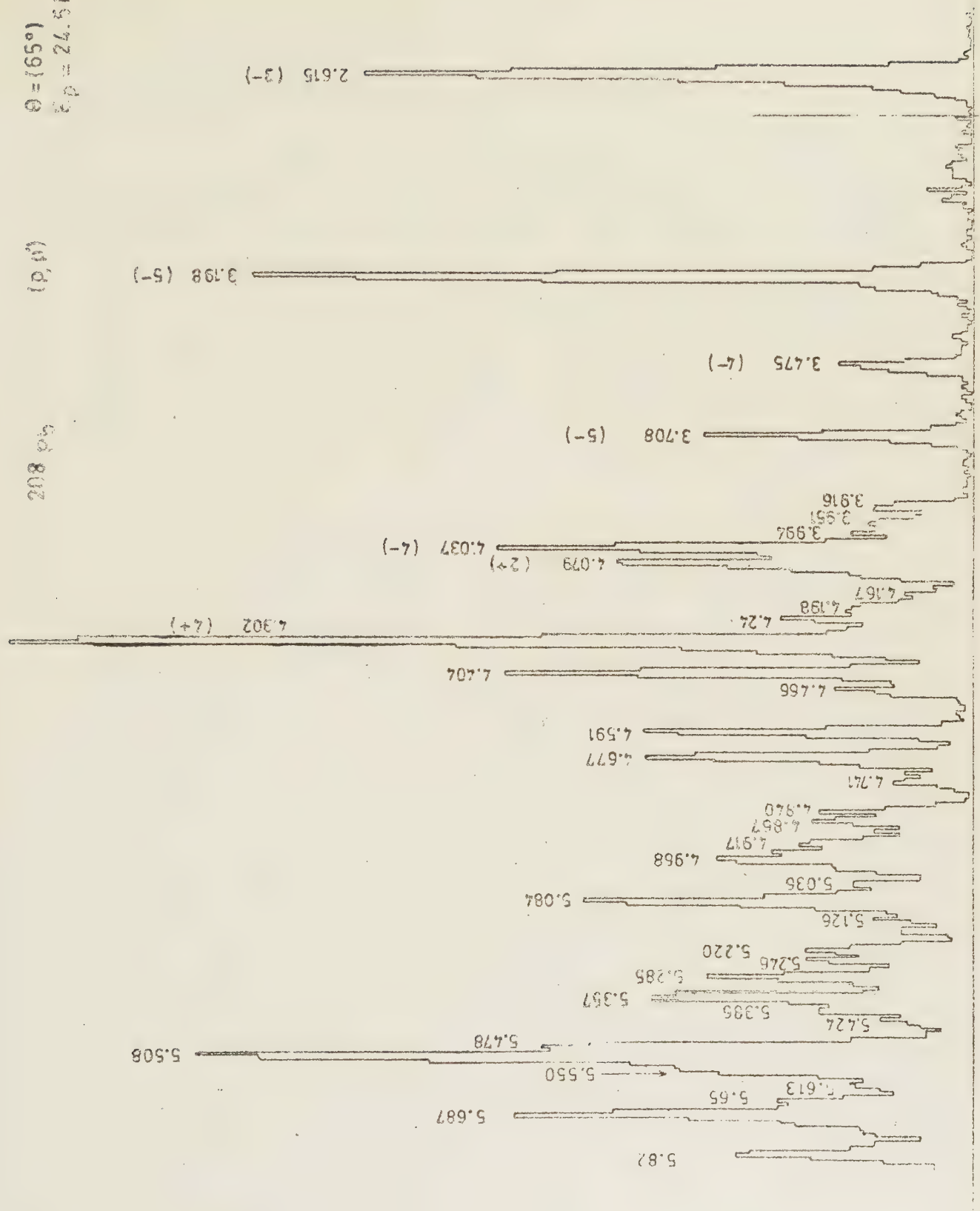
Les chambres fonctionnant en régime de décharge avec détermination automatique de la position de l'étincelle par la méthode des courants sont intéressantes car nous avons vu qu'elles pouvaient opérer avec de grands taux de répétition.

J. SAUDINOS (Saclay) a utilisé une telle chambre dans le plan focal d'un analyseur magnétique pour étudier la diffusion de protons de 26,5 MeV sur différents noyaux. La Fig.23 montre les résultats obtenus avec une cible de Fe^{56} . On voit très bien le pic élastique ainsi que l'état excité 2^+ à 0,845 MeV. On distingue également un pic de contamination dû à O^{16} . Cette chambre était utilisée dans les conditions des chambres à décharge décrites plus haut, avec une impureté d'iode. Elles ont été utilisées avec un taux de répétition de 200 c/seconde.

$\theta = (65^\circ)$
 $E_p = 24.5 \text{ Mev}$

(p, n)

208 Pb



X

changement
de champ

changement
de champ

COUPS

500

400

300

200

100

0

Construction des chambres à localisation

Chaque chambre à étincelles est montée sur un cadre en plexiglass d'épaisseur 7 mm. Nous utilisons en général des chambres de surface utile carrée. Pour assurer un système de coordonnées rectangulaires dans le plan de la chambre, nous avons constaté qu'il était indispensable de construire les chambres suivant des règles très précises. Le raisonnement sur la dépendance entre la coordonnée et la mesure que nous avons vu plus haut n'est valable que si l'impédance des contacts de sortie est négligeable devant celle de l'électrode elle-même.

C'est la raison pour laquelle les connections d'entrée et de sortie doivent être très soigneusement faites ; on dispose pour cela, sur les bords du cadre, des barrettes de cuivre logées dans un décrochement du plexiglass et qui affleurent la surface (Fig.24). Elles définissent la surface de contact électrique avec l'électrode. La grille est ensuite tendue modérément et fixée à l'aide de pointes sur un support auxiliaire de bois (dit "cadre de peintre") ; celui-ci est plus grand que la chambre en construction. On pose cette grille ainsi montée sur le cadre de plexiglass, dans sa position définitive, et on la tend encore en mettant des poids sur son support. On procède alors au collage, sur le cadre de la chambre, de la grille et d'une feuille mince de Mylar qui assurera l'étanchéité. La colle utilisée est la colle Eastman 910 Kodak. On termine le montage électrique en posant une mince lame d'Indium sur la surface de contact et en serrant la grille et l'Indium au moyen d'une dernière barrette de cuivre (Fig.24). La grille est ensuite coupée et l'on recommence le même montage pour la deuxième électrode.

Symétrisation du système

Si l'on considère le tore de ferrite et son bobinage comme un transformateur parfait, on peut montrer que, lorsque le secondaire se referme sur une capacité, la hauteur de l'impulsion résultante est proportionnelle à la charge écoulée dans le primaire.

Pratiquement ceci n'est pas vrai ; en effet la fréquence du circuit primaire n'est pas suffisamment élevée par rapport à celle du secondaire pour que l'on mesure seulement les charges, nous avons dû symétriser le montage géométrique de sortie de chacune des électrodes pour avoir un système de coordonnées rectangulaires dans le plan de la chambre. Les meilleurs résultats ont été obtenus en utilisant un cadre de cuivre argenté rigide qui fixe au même potentiel les deux extrémités d'une même électrode. Le montage prend alors la forme de la figure.

On recueille un signal proportionnel à $(A + B) - (C + D)$, $\epsilon < 1$. La fig. 25 montre le signal de localisation.

On peut voir sur la Fig. 26 la linéarité de ce type de chambre.

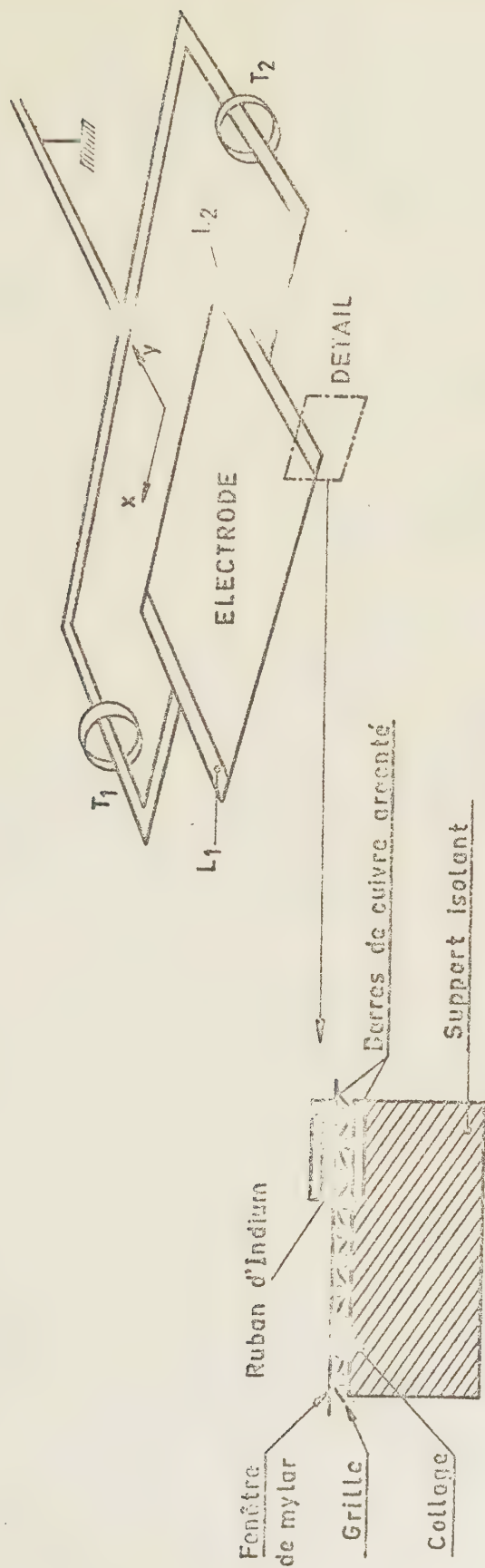


FIG. 25

FIG. 24

LES REACTIONS $\pi^+, 2p$ SUR LES NOYAUX LEGERS

Introduction

L'étude des réactions nucléaires à l'aide de pions, en vue d'obtenir des informations sur la structure nucléaire, n'a pas été entreprise jusqu'ici de façon systématique. La plus grande partie des expériences réalisées auprès des grands accélérateurs portaient en général sur les propriétés des particules élémentaires, pions ou muons. L'étude des atomes mésiques a été entreprise dès que les premiers faisceaux de pions ont été disponibles. Elle a fourni de précieux renseignements sur les dimensions nucléaires au moyen des spectres de rayons gamma émis par ces atomes mésiques ; ceux formés à partir de pions se sont révélés jusqu'à présent beaucoup moins riches en enseignement que ceux formés à partir de muons en raison de la compétition entre les forces nucléaires et les forces électromagnétiques.

Récemment M. JEAN et T. ERICSSON (R.20 et R.21) attirèrent l'attention sur tout le parti que l'on pouvait tirer des réactions nucléaires induites par des pions positifs ou négatifs. Rappelons quelques uns des arguments de M. JEAN.

Après le succès des réactions $p, 2p$ (R.22) qui confirment la validité du modèle des couches pour expliquer les niveaux excités liés à une particule manquante sur une couche, il est intéressant de savoir si ce modèle peut aussi rendre compte des états à deux particules manquantes. Par ailleurs,

l'effet de corrélation entre nucléons dû aux forces résiduelles montre que, pour certains noyaux, l'existence de sous-structures doit être envisagée. Pour étudier le mouvement interne de ces sous-structures, il faut dissocier les nucléons qui les constituent comme on le fait pour étudier l'état d'un seul nucléon du noyau dans les expériences $p, 2p$.

Pour ce faire, on peut penser à étudier des réactions de type p, p , mais ce serait assez difficile car il faudrait alors détecter trois particules en coïncidence et mesurer leur énergie et leur distribution angulaire.

On pourrait également utiliser des réactions $\gamma, 2p$, mais d'une part, il est plus facile d'obtenir des pions monocinétiques que des γ monocinétiques car ces derniers proviennent en général d'un spectre de freinage, d'autre part le couplage pion-nucléon est beaucoup plus fort que celui des γ , ce qui conduit à une plus grande facilité d'observation.

Il faut noter aussi que le pion est un boson et qu'il peut, par conséquent, être absorbé simplement par le noyau pourvu que les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie soient satisfaites : il n'apparaît donc pas dans l'état final.

En raison de la masse au repos du pion (140 MeV) et même en admettant qu'il n'ait pas d'énergie cinétique, l'énergie disponible, si elle est communiquée à un seul nucléon, lui donnera une impulsion de l'ordre de 600 MeV/c qui doit être, à cause de la conservation de la quantité de mouvement, du même ordre de grandeur que son impulsion initiale. Le moment de Fermi pour

les noyaux légers étant d'environ 250 MeV/c, il est très improbable de trouver, à l'intérieur du noyau, un nucléon ayant une quantité de mouvement de l'ordre de 600 MeV/c.

L'absorption se produira donc principalement sur une paire de nucléons qui se partageront l'énergie disponible de façon à satisfaire les lois de conservation.

Comme le moment relatif de ces nucléons est élevé et correspond à des distances faibles, de l'ordre de 0,2 Fermi, la section efficace dépendra fortement de la corrélation spatiale des deux nucléons et les résultats expérimentaux peuvent permettre un contrôle des fonctions d'onde et des modèles employés.

Par ailleurs, en faisant l'hypothèse de "l'approximation d'impulsion", le moment du noyau de recul est égal au moment relatif de la paire ayant absorbé le pion, par rapport au groupe de nucléons qui constituent le noyau de recul. On peut donc obtenir des informations sur les distributions des impulsions des paires neutrons-protons dans le noyau-cible.

Le problème expérimental est donc de déterminer tous les paramètres cinématiques, afin d'obtenir essentiellement les deux grandeurs suivantes :

- i) La masse du noyau de recul, ou masse manquante qui peut révéler éventuellement des états excités.
- ii) Le moment de recul du noyau résiduel, c'est-à-dire dans l'approximation de l'impulsion le mouvement initial des deux nucléons par rapport au reste du noyau. Nous avons choisi l'étude des réactions $\pi^+ 2p$

car dans ce cas, un neutron est transformé en proton, particule, plus aisée à détecter. Les faisceaux de pions dont on dispose sont des faisceaux secondaires dont le spectre d'énergie a une largeur de 10 % environ ce qui affectera le spectre de masse manquante. Cette limitation n'existe pas dans les réactions du type π^-2n , car on peut capturer les pions négatifs à l'arrêt, mais les difficultés de détection sont plus grandes.

Choix de la géométrie

Considérons le cas du ${}^6\text{Li}$, on peut prendre une géométrie telle que le moment de la particule α de recul soit nul (Fig. 28). Si l'on admet une plage de ± 5 degré au voisinage de cette géométrie, on étudiera le mouvement orbital des paires neutrons-protons pour des moments plus petits que 100 MeV/c. Par contre, le moment relatif du proton par rapport au neutron est élevé (environ 450 MeV/c) et correspond, par conséquent, à des distances faibles ; on obtiendra donc des renseignements sur la corrélation spatiale des divers nucléons. On peut également penser à adopter une géométrie au voisinage de laquelle le moment relatif est nul (Fig. 29). On peut alors étudier le mouvement interne de la paire pour des moments relatifs faibles, l'énergie de l'alpha de recul étant de l'ordre de 60 MeV.

Nous avons choisi de placer nos détecteurs de telle sorte que le moment de recul soit faible, de façon à minimiser son influence sur le bilan énergétique de la réaction. Nous verrons en effet qu'en raison de la technique nouvelle employée il y avait le risque d'avoir une assez mauvaise information sur

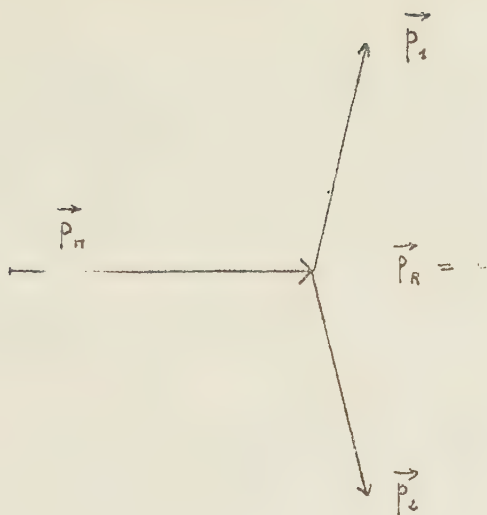


FIG 28

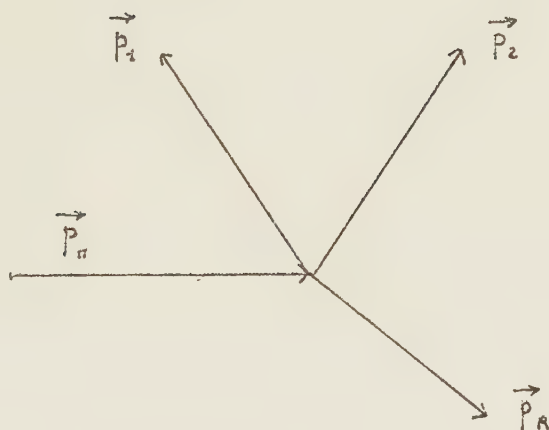


FIG 29

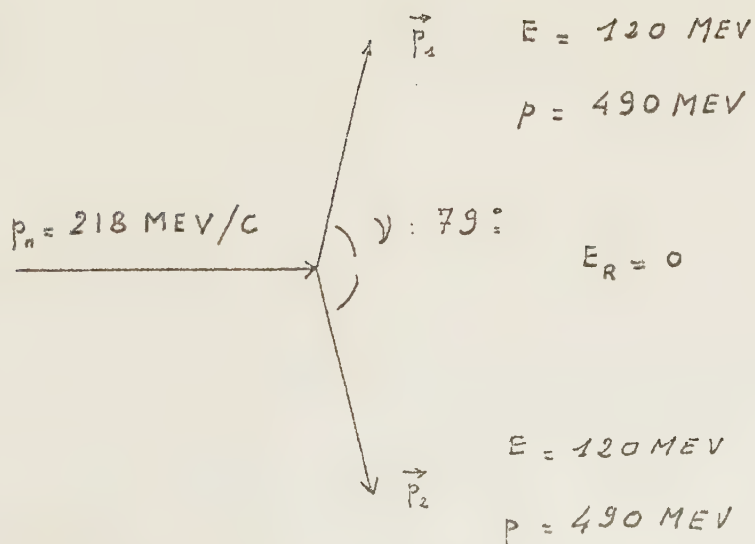


FIG 30

le moment de recul. Par ailleurs, dans le cas du ${}^6\text{Li}$, si l'on se réfère aux expériences déjà faites (R.23), on voit que les moments nuls sont les plus probables, ce qui entraîne une plus grande section efficace de réaction pour la géométrie choisie.

Cinématique de la réaction

Un pion positif incident, ayant l'énergie E_0 et la quantité du mouvement $\vec{p}_0$, interagit avec une paire neutron-proton du noyau-cible. On suppose (approximation de l'impulsion) que le reste du noyau n'intervient pas dans le processus de la réaction. Les produits finaux sont alors constitués de deux protons d'impulsion $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$ et d'un noyau de recul d'impulsion $\vec{p}_R$ avec les énergies correspondantes E_1 , E_2 , E_R (Fig.30).

On peut alors écrire les équations de conservation :

$$\vec{p}_0 = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_R$$

$$E_0 + m_\pi - B_1 = E_1 + E_2 + E_R - B_2$$

dans lesquelles m_π est la masse du pion ; B_1 et B_2 sont respectivement les énergies de liaison du noyau initial et du noyau final.

Si l'on néglige en première approximation les différences d'énergies de liaison B_1 et B_2 , et on choisit une géométrie telle que le noyau résiduel soit au repos, on a :

$$E_1 = E_2 = E_0 + \frac{m_\pi}{2}$$

$$\vec{p}_0 = 2\vec{p}_1 \quad \text{avec} \quad \vec{p}_1 = \vec{p}_2$$

L'angle d'émission d'un proton par rapport au pion incident de 100 MeV sera ν tel que :

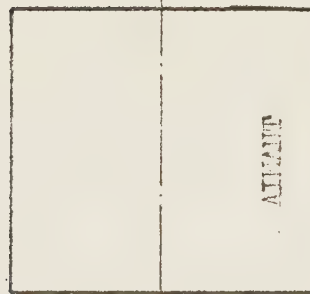
$$\nu = \text{Arc cos. } \frac{p_0}{2p_1} \quad \text{soit} \quad \nu = 79^\circ$$

Description de l'expérience

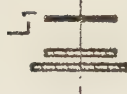
Le faisceau de pions positifs de 100 MeV est obtenu auprès du synchro-cyclotron du CERN par bombardement d'une cible interne de beryllium au moyen des protons de 600 MeV. Après sa sortie de l'accélérateur, ce faisceau est séparé des neutrons et des rayons gamma par un aimant de déflection, puis localisé sur notre cible au moyen d'une paire de lentilles quadrupolaires. Un dispositif d'accélération stockastique sur les dernières orbites des protons améliore la répartition du faisceau dans le temps ; on atteint des temps d'occupation de l'ordre de 30 à 40 %. Les particules incidentes sont définies sur la voie d'entrée au moyen d'un télescope à quatre compteurs à scintillation (Fig. 31). Les trois premiers π_1 , π_2 , π_3 sont mis en coïncidence par un circuit rapide (10 nsec. de résolution) à trois entrées de coïncidence et une d'anti-coïncidence. Le compteur à proximité de la cible qui comporte une ouverture circulaire de 3 centimètres de diamètre est mis en anti-coïncidence. Ce dernier détecteur est destiné à éliminer du comptage les réactions parasites possibles qui peuvent se produire avant la cible et en

Synchrocyd.

Wall



Lentilles



C₁ C₂



Cible



R₁

L₆

C₅

L₄

C₃

C₄

C₆

L₅

L₇

R₂

0 cm 25

FIG 31

particulier le dernier compteur du télescope : π_3 . Cette installation nous a permis d'avoir environ 4000 particules par seconde au cours de nos expériences. Il convient de noter que cette intensité est inférieure à celle que l'on peut obtenir normalement sur une cible de cette surface, car nous ne disposions pas alors d'une partie de l'optique de transport du faisceau.

Nous avons également un compteur à scintillation sur chacune des deux voies-protons. Ils sont chacun mis séparément en coïncidence avec le télescope d'entrée, ce qui donne les taux de comptage sur les voies de gauche et de droite et permet un contrôle de l'appareillage en cours d'expérience. On dispose aussi d'une sortie linéaire sur ces deux derniers détecteurs de façon à avoir une information sur la perte d'énergie des deux particules émergentes. La Fig. (32) représente la logique électronique de cette expérience.

La coïncidence π_1 , π_2 , π_3 , P_D , P_G , π_4 signale donc l'arrivée de l'événement intéressant ; c'est elle qui est chargée de déclencher l'ensemble des autres détecteurs. Ceux-ci sont constitués de chambres à étincelles à localisation automatique qui fournissent la position des trajectoires du pion et des deux protons. La figure 31 montre la disposition géométrique de chambres dont les positions sont déterminées au théodolite par rapport à la cible et à la direction moyenne du faisceau. On en trouve trois sur l'axe, qui déterminent la trajectoire du pion incident et son impact sur la cible ; celle-ci se présente sous la forme d'un cylindre de 3 cm de diamètre et de 2 mm de largeur parallèle (à 45°) à l'axe du faisceau. Sur chaque voie-proton, on trouve également une chambre à position qui

donne un point supplémentaire de leur trajectoire.

Pour chaque plan de mesure, on dispose de quatre points de calibration par la méthode décrite ci-contre : on emploie un système de pointes amovibles que l'on peut placer aux quatre coins des chambres et à des endroits soigneusement repérés. On peut voir sur la Fig. 33 la définition de la position sur deux points distants de 12 cm ; la largeur à mi-hauteur de ces courbes est de l'ordre de 2 mm. Elle correspond à une fluctuation vraie de l'étincelle sous la pointe ; on constate cependant que la position du sommet est parfaitement définie. Le tableau ci-dessous montre les quatre points d'étalonnage pour un plan de mesure ; les chiffres indiqués sont proportionnels à la position.

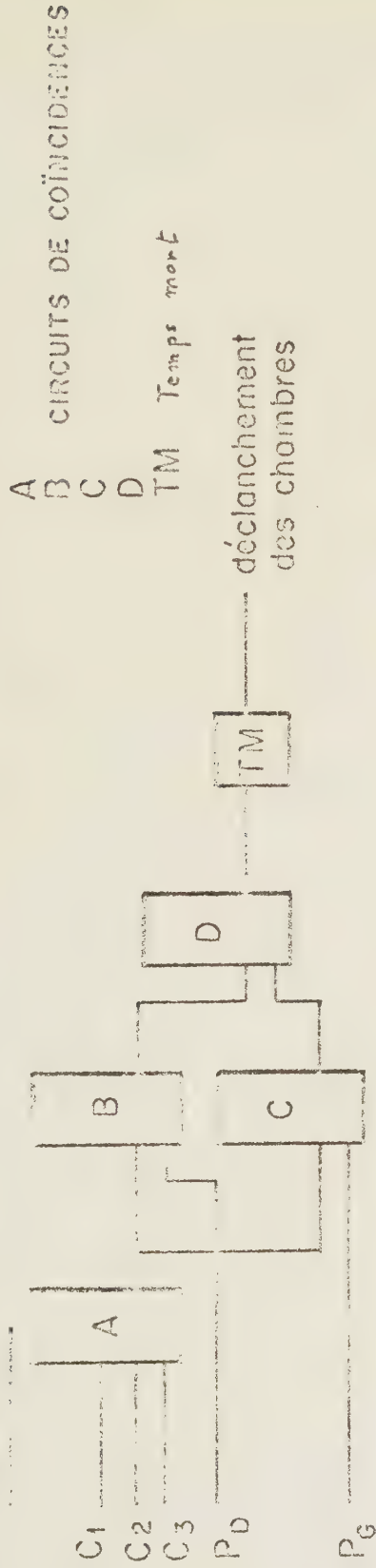
$x = 0$		$x = 12 \text{ cm}$	
$y = 12 \text{ cm}$	$N_4 = 814$	$y = 12 \text{ cm}$	$N_3 = 1780$
$x = 0$		$x = 12 \text{ cm}$	
$y = 0$	$N_1 = 817$	$y = 0$	$N_2 = 1781$

On peut remarquer que les trois chambres placées sur l'axe du faisceau donnent la précision de la mesure de la position. En effet, on peut calculer la position que doit donner la chambre intermédiaire et la comparer à celle qu'elle donne effectivement. La figure 34 montre le résultat : il s'agit d'une répartition gaussienne ayant une largeur à mi-hauteur de 2 mm ;

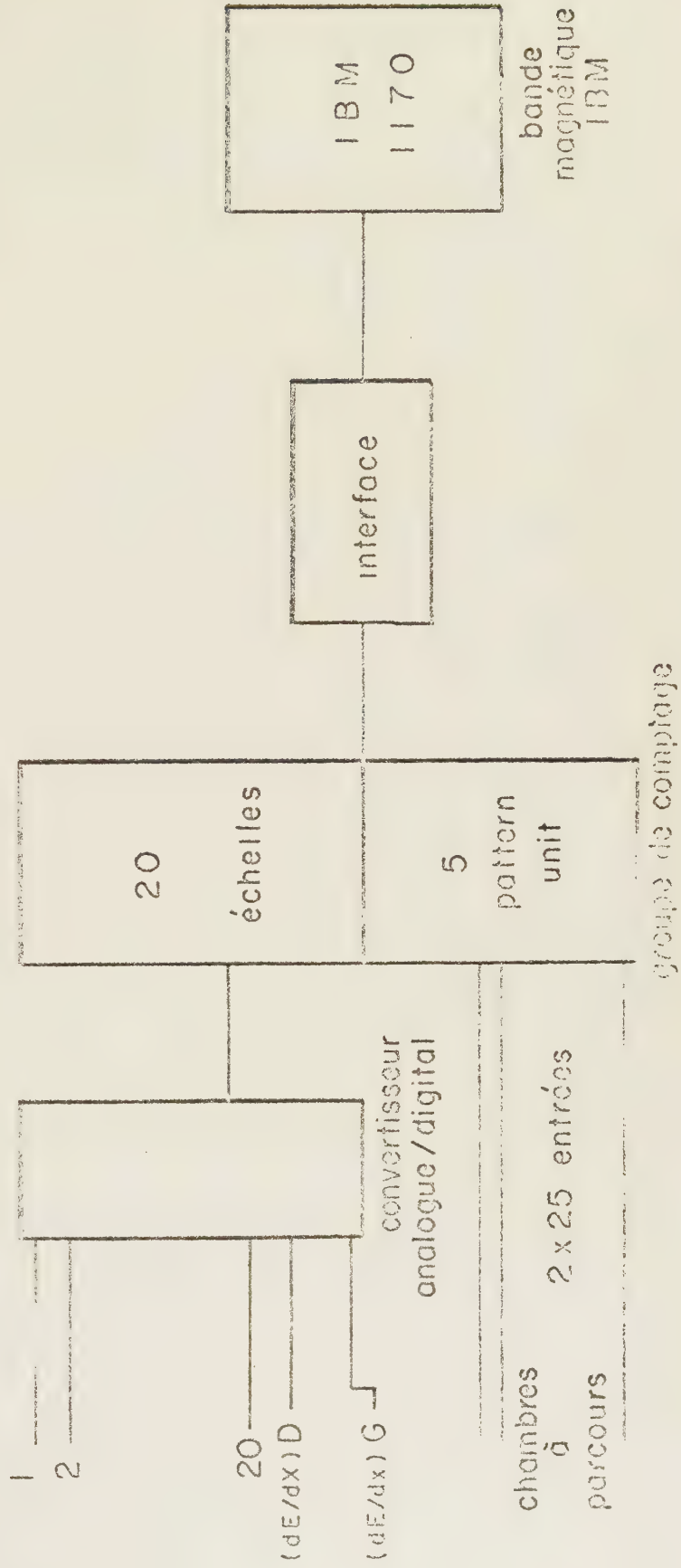
* voir page

Anti.

LOGIQUE DE DÉCLANCHEMENT DES CHAMBRES



ENREGISTREMENT DE L'INFORMATION



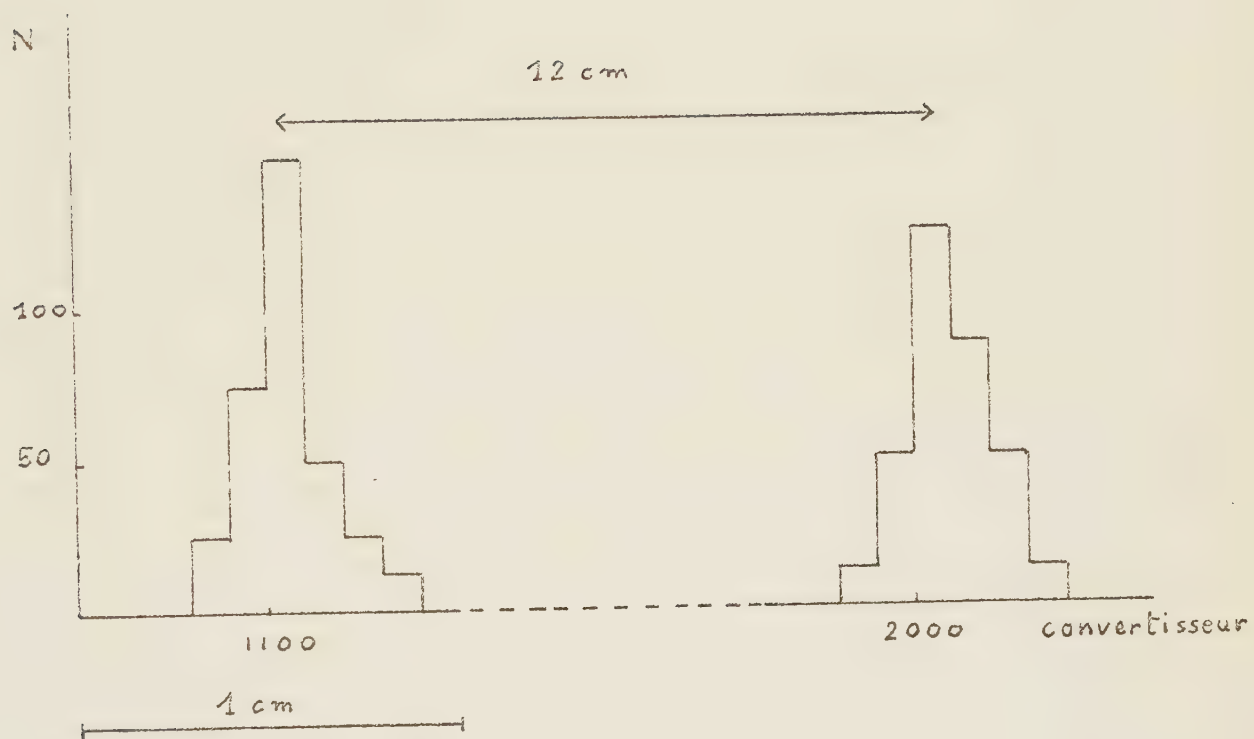


FIG 33

LINEARITE EN X

TOTAL= 1,803E+03



1110 24

nous prendrons cette valeur pour la précision de nos mesures.

La reconstitution cinématique complète d'un événement demande la connaissance de l'énergie de chacun des deux protons émergents ; celle-ci se situant avec la géométrie choisie aux environs de 100 MeV, une méthode pour effectuer cette mesure consiste à déterminer leur parcours à l'aide d'un jeu de chambres à étincelles séparées les unes des autres par des plaques de ralentisseur. Nous avons utilisé un mode de construction modulaire pour ces chambres, chacune comprenant un cadre de plexiglass de 6 mm d'épaisseur et des électrodes d'aluminium de 2,5/100 mm. Les ralentisseurs intermédiaires sont des plaques de plexiglass de quelques millimètres que l'on peut glisser entre deux chambres consécutives. Nous avons construit deux systèmes de 25 chambres séparées par des plaques d'absorbant de 4 mm d'épaisseur. Elles ont une surface de 20 x 20 cm², ce qui correspond sur chaque voie à un angle solide de 0,25 stéradians.

La figure 35 montre, pour des protons normaux aux électrodes, l'énergie en fonction du numéro de la chambre où ils se sont arrêtés. La précision sur la mesure de cette énergie est donnée par la Fig. 36 : elle est variable avec l'énergie du proton incident et en moyenne est de l'ordre de 3 MeV. Elle dépendra aussi de l'angle d'incidence des protons que l'on calcule à partir des données fournies par les autres détecteurs.

Les fluctuations de parcours apportent aussi une limite à la détermination de l'énergie. On peut calculer l'écart quadratique moyen $\langle (R - \bar{R})^2 \rangle_{\text{moy}}$ et le comparer à $\bar{R}$. On trouve*

* Référence

(R.24)

$$\frac{\langle (R - \bar{R})^2 \rangle_{\text{moy}}}{\bar{R}} = 1,2 \%$$

La diffusion multiple au cours du ralentissement est une autre cause d'imprécision mais elle demeure négligeable.

Problèmes particuliers aux détecteurs de parcours

On a tenté d'appliquer au cours de cette expérience des procédés d'enregistrement électrique de l'information donnée par les chambres à étincelles ; chaque détecteur de parcours donne une information par oui ou par non. Ceci s'obtient simplement par un dispositif analogue à celui utilisé dans la mesure de la position d'une étincelle. Sur chaque entrée ou sortie d'électrode, on dispose un tore de ferrite qui fournit un signal lorsque la chambre correspondante a été traversée par la particule.

Cela suppose que chaque groupe de 25 modules fonctionne parfaitement, c'est-à-dire qu'il y ait des étincelles uniquement dans les chambres intéressées par le passage du proton et rien dans les autres.

Nous avons construit chaque chambre en prenant de grandes précautions pour assurer la planéité et le parallélisme des électrodes. Le plexiglass ayant un coefficient de dilatation plus grand que l'aluminium, nous avons effectué le collage à 5°C, de sorte qu'à la température ordinaire la feuille d'aluminium soit parfaitement tendue. Pour limiter par ailleurs les

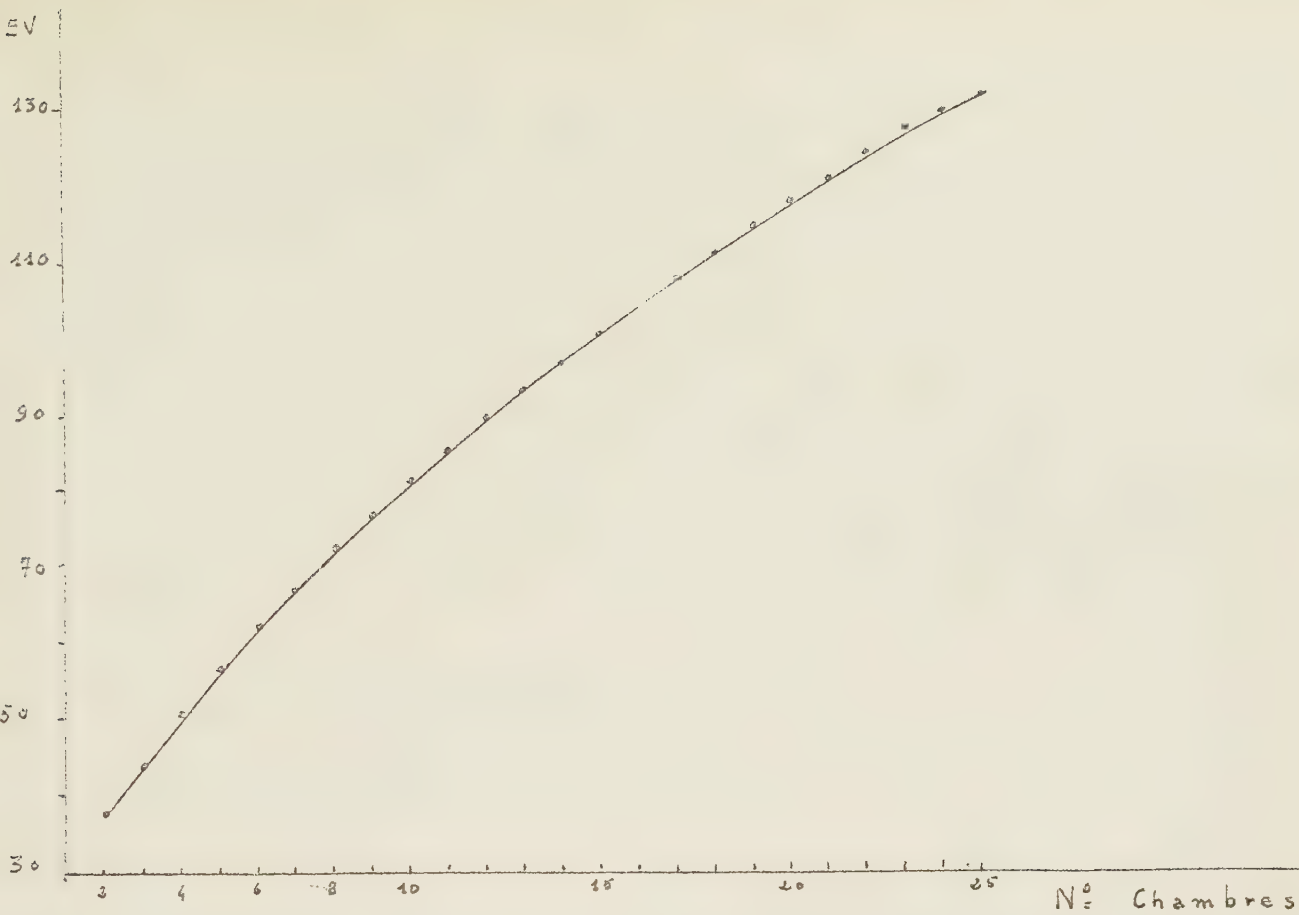


FIG 35

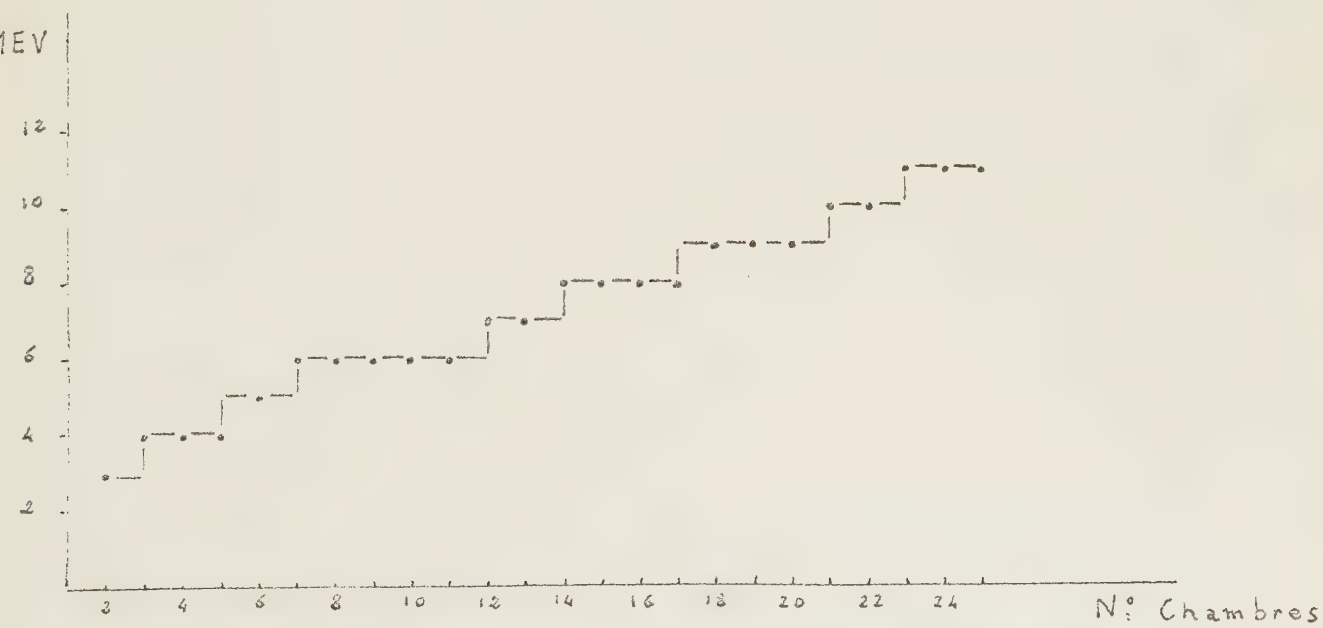


FIG 36

décharges parasites, nous avons observé que l'on pouvait utiliser la tension de balayage . L'application d'une tension de balayage à faible impédance interne élimine rapidement les ions formés dans le gaz, ce qui évite la création d'états métastables qui sont susceptibles de favoriser l'apparition d'étincelles parasites au déclenchement suivant. Cette tension est fournie par une batterie au plomb; sa valeur est de 24 V et donne pour les chambres une efficacité moyenne en protons de 99%. En les déclenchant sans faisceau, on observe dans un groupe de 25 chambres des étincelles parasites dans 10% des cas.

Enregistrement de l'information

1) Chambres à localisation

Chacun de ces détecteurs produit deux impulsions électriques dont les amplitudes sont fonction linéaire de la position de l'étincelle suivant respectivement deux axes perpendiculaires. L'ensemble des chambres à localisation fournit donc dix signaux analogiques. On doit y ajouter le signal donné par un tore de ferrite qui mesure sur l'une des chambres la charge électrique totale qui s'écoule dans une étincelle. Cela permet de corriger des variations des impulsions de localisation en fonction de la température de la salle.

Chacun de ces onze signaux est ensuite traité par un convertisseur analogue digital comprenant vingt voies indépendantes. Cet appareil effectue une conversion linéaire amplitude-temps durant laquelle une horloge 5 Mc affiche sur une échelle un nombre d'impulsions proportionnel au signal d'entrée. Ce groupe de convertisseurs a été réalisé par le

service électronique du CERN et sa plage de fonctionnement ajustée en fonction des signaux donnés par nos détecteurs.

2) Chambres à parcours

Comme ces chambres donnent des signaux lents, nous avons utilisé des câbles téléphoniques à 48 conducteurs pour transporter les impulsions de la zone expérimentale jusqu'à notre installation de comptage; cette solution est moins coûteuse que l'emploi de 50 câbles. Chaque signal arrive sur une bascule qu'il positionne suivant l'état de la chambre correspondante. Ces bascules sont groupées par dix sur des tiroirs à mémoire (Pattern Unit). Nous en utilisons six qui sont montés sur le même ensemble électronique que les échelles que nous employons.

3) Enregistrement

A chaque évènement, nous enregistrons sur bande magnétique le contenu des onze échelles de localisation et des six blocs de mémoires ("Pattern Unit"). La bande est ensuite traitée par programme sur l'ordinateur électronique CDC 6600 du CERN.

Traitement des informations

Le programme à l'ordinateur détermine les angles d'émission des deux protons et le parcours réel de ces particules dans les absorbants des chambres. On calcule ensuite la distribution de l'énergie somme.

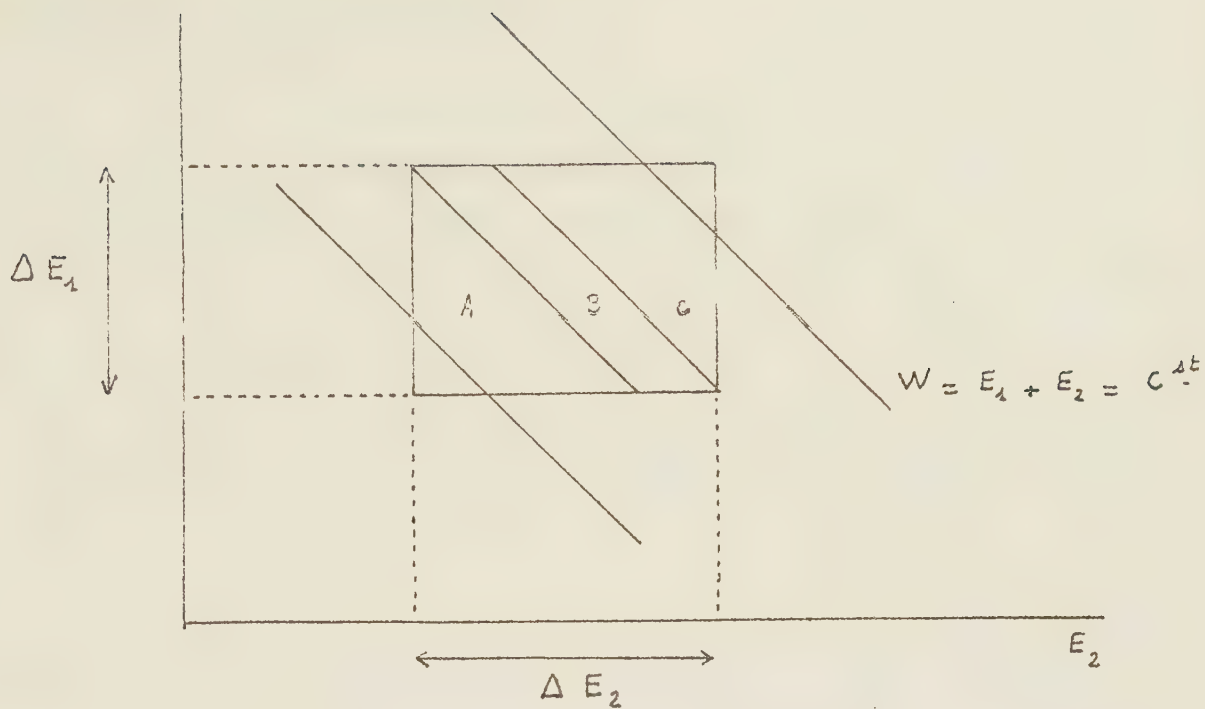


FIG 37A

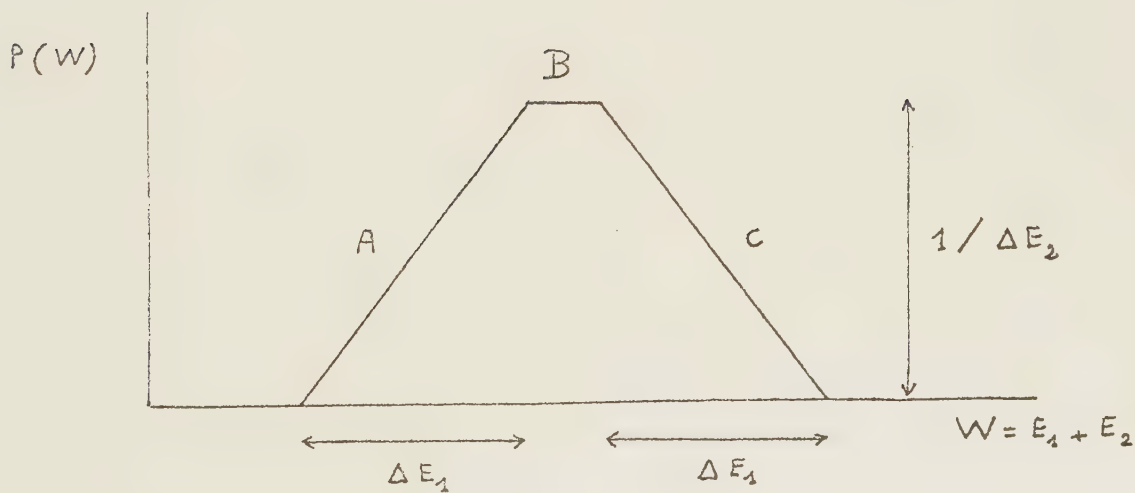


FIG 37B

Spectre d'énergie somme W

On connaît l'énergie de chaque proton avec une incertitude ΔE qui dépend du numéro de la chambre où il s'est arrêté. La somme des énergies des deux protons pour un évènement particulier est donc connu avec une incertitude $\Delta W = \Delta E_1 + \Delta E_2$ qui est de l'ordre de quelques MeV et qui peut atteindre 5 MeV. Pour un ΔW donné, toutes les énergies somme ne sont pas également probables; on trouve que la probabilité d'avoir une énergie somme W connaissant E_1 , E_2 , ΔE_1 et ΔE_2 est représentée par la fig. (37 A).

En effet, si l'on porte sur deux axes perpendiculaires les valeurs de E_1 et E_2 (Fig. (37 B), on voit que tous les points figuratifs des combinaisons possibles pour l'énergie somme se trouvent à l'intérieur du rectangle de côté ΔE_1 et ΔE_2 . Pour W constant, les points se placent sur un segment de droite parallèle à l'une des diagonales et limité par deux côtés du rectangle, la longueur de ce segment étant proportionnelle à la probabilité d'avoir l'énergie W . On aura donc trois régions : en A la probabilité croît linéairement avec W ; en B, elle est constante et en C elle décroît linéairement jusqu'au maximum de W .

RESULTATS

Calibration à l'aide du deutérium $\pi^+ + \pi^2 \rightarrow 2n$

La cible est constituée de polyéthylène deutérée $(CD_2)_n$. Il s'agit dans ce cas d'un problème à deux corps; nous nous trouvons seulement en présence de deux protons émergents dont la somme des énergies est égale à l'énergie incidente. En plaçant des ralentisseurs sur le trajet du faisceau pour diminuer l'énergie des pions, nous avons exploré la plage d'énergie de notre appareillage, de façon à être sûrs de ne pas introduire dans la partie des spectres de basse énergie des coupures dues aux seuils inférieurs de nos détecteurs.

On peut remarquer que, dans la géométrie utilisée, on s'attend à trouver une distribution relativement étroite pour l'énergie relative à un seul proton; en effet, dans l'angle solide dont nous disposons et pour des raisons cinématiques, on trouve une largeur individuelle d'environ 20 MeV. La figure (38) montre les distributions obtenues sur les deux voies et qui ont effectivement la forme attendue.

La figure (39) montre trois distributions en énergie somme pour trois énergies différentes des pions incidents, soit 240, 220 et 200 MeV. On constate que, dans la partie du spectre à haute énergie, le pic deutérium se détache nettement des autres réactions dues au carbone et qu'il se déplace sans subir de déformations appréciables dans notre bande d'énergie. La résolution de 10 MeV pour une énergie disponible totale de 235 MeV vient de la largeur du faisceau (6 MeV), des détecteurs de parcours (3 MeV) et

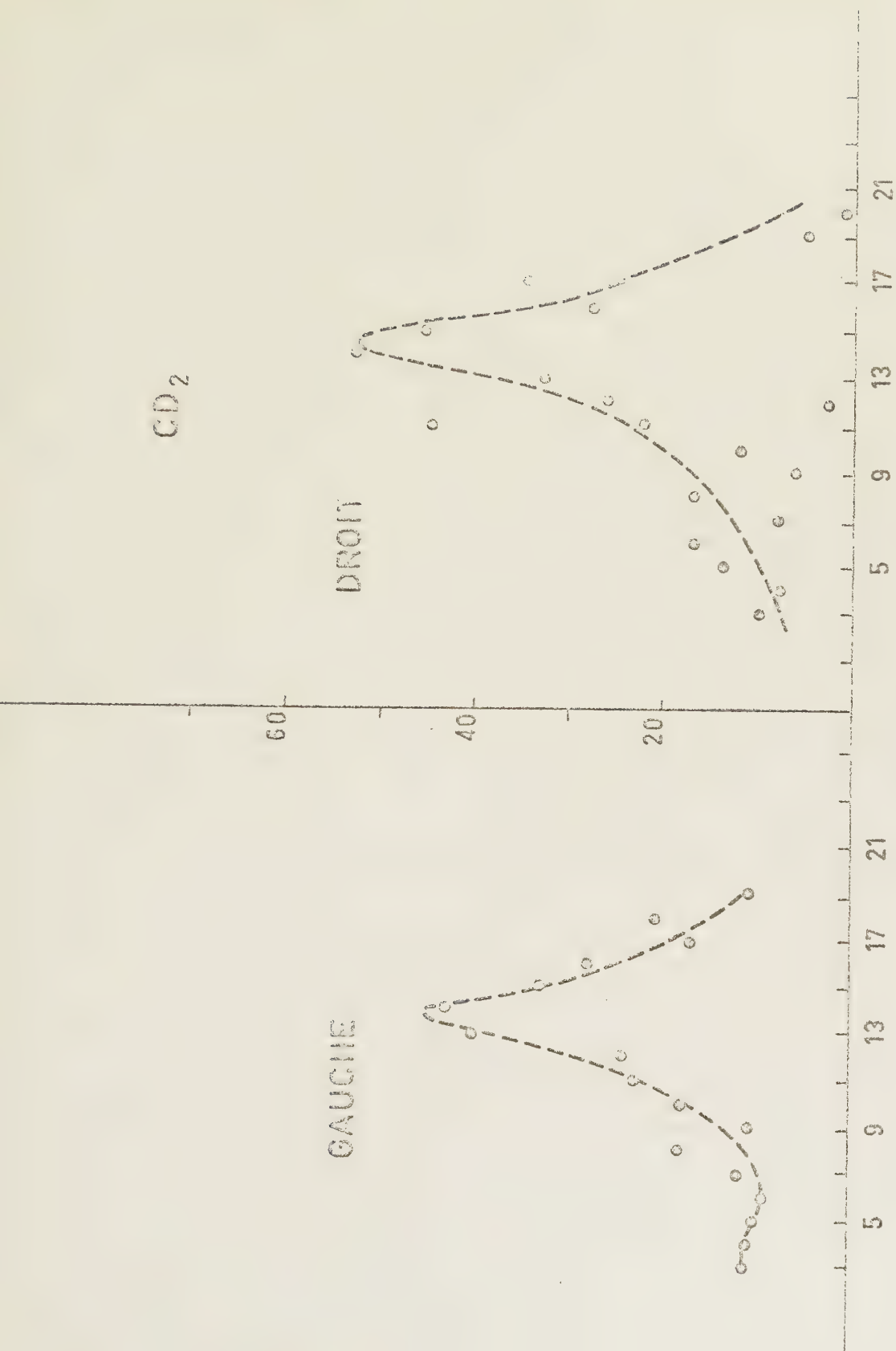


FIG. 38

CALIBRATION AVEC CIBLE DE DEUTERIUM

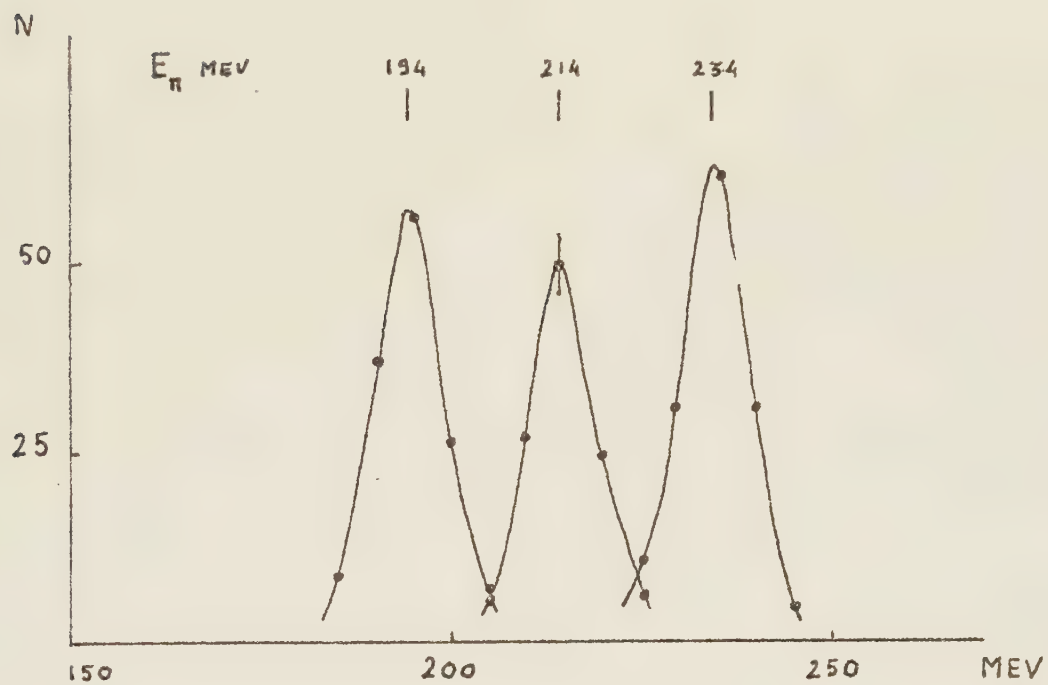


FIG 39

et de l'épaisseur des cibles utilisées.

Comparaison à l'aide d'une cible de polvéthylène

On peut comparer les distributions de la fig.(38) avec celles obtenues sur une cible de polvéthylène ordinaire pour avoir la contribution du carbone. La fig. (40) montre que celui-ci donne un large continuum dû sans doute à des réactions comprenant plus de trois particules.

Pouvoir ionisant des particules sortantes

Les deux compteurs à scintillations placés sur chacune des deux voies protons fournissent un signal proportionnel à la pente d'énergie de la particule. Ces signaux ont été analysés (Fig. (41)) et montrent deux distributions distinctes : l'un correspondant à la diffusion des pions du faisceau sur la cible et l'autre correspondant aux protons de la réaction étudiée. Il y a peu de réactions parasites avec la géométrie choisie. En effet, si l'on exige pour le déclenchement des chambres que les compteurs linéaires aient donné un signal correspondant à la perte d'énergie d'un proton d'environ 100 MeV, le taux de comptage des événements ne change que de 2,5%.

Cible ^6Li

A) Energies individuelles

La fig. (42) montre que le spectre d'énergie d'un seul proton est très large et qu'il couvre sensiblement toute la zone utile du détecteur. On observe par ailleurs que les différentes chambres d'un même groupe n'ont pas toutes la même efficacité.

B) Spectre d'énergie somme

Il montre une structure aux énergies les plus élevées. On trouve un premier pic à 205 MeV, énergie disponible pour la réaction. Il correspond à l'absorption du pion par une paire peu liée du noyau cible. On en trouve un second 30 MeV plus loin, qui peut être l'indication d'un état excité du noyau résiduel au voisinage de cette énergie (Fig. 43).

Cible ${}^7\text{Li}$ (Figure 44)

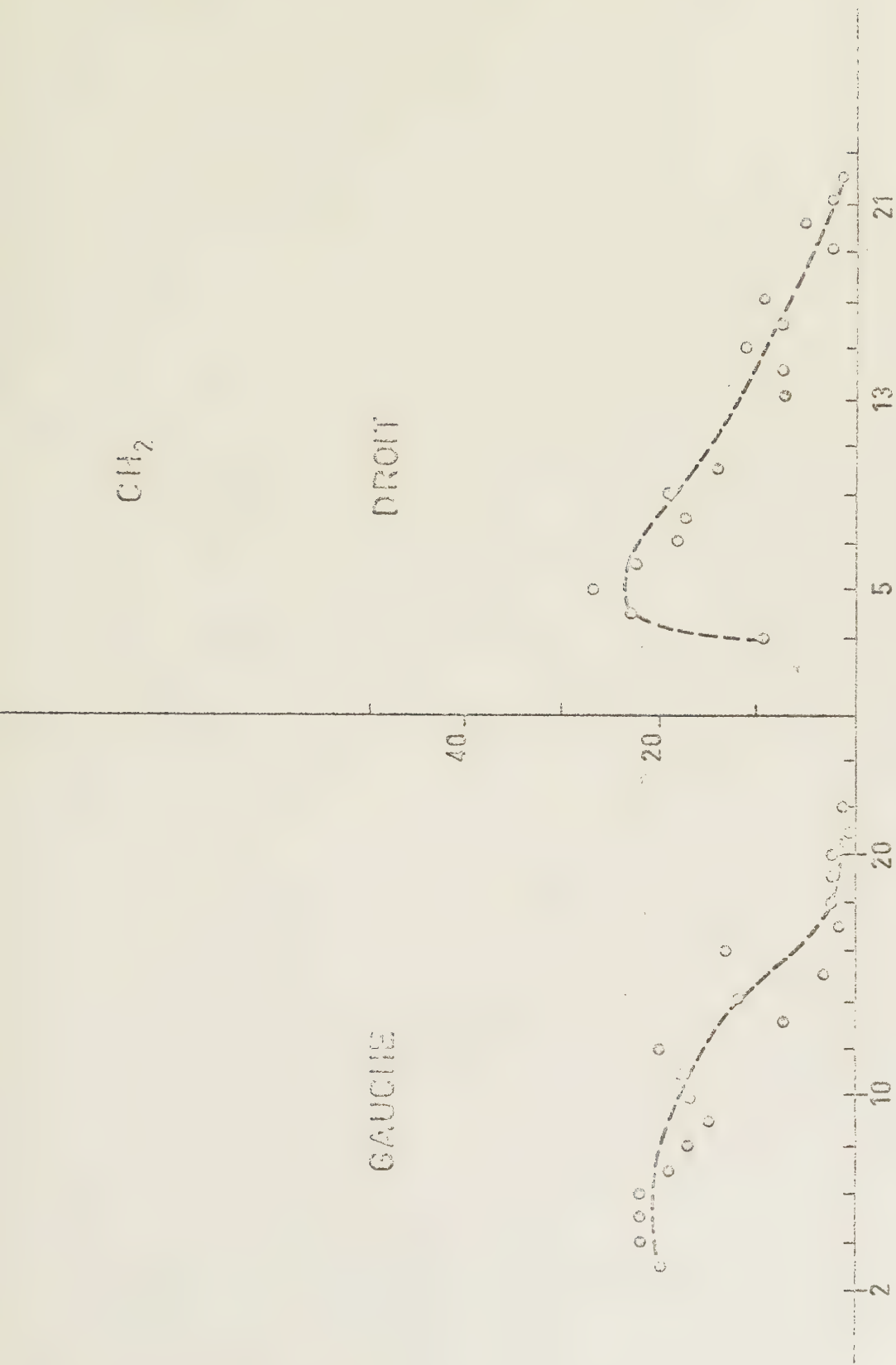
Le pic à 220 MeV se trouve bien à l'énergie attendue si l'on tient compte de la différence des énergies de liaison du ${}^7\text{Li}$ et de ${}^5\text{He}$. Il peut ainsi être associé avec l'état fondamental de ${}^5\text{He}$. On peut également prédire sa position à partir des données fournies par les expériences p, 2p (R. 22) sur les énergies d'excitation de la couche p^{-2} du ${}^7\text{Li}$ et ${}^6\text{Li}$. De la même façon, le pic à 200 MeV et peut être aussi l'indication de pic à 185 MeV peuvent être éventuellement associés aux états $p^{-1} s^{-1}$ et s^{-2} .

Cibles ${}^{12}\text{C}$ et ${}^{14}\text{N}$ (Fig. 45)

On voit dans ces deux cas une distribution large qui se trouve dans la région où l'on attend de nombreux états à deux trous dûs à la multiplicité des états p^{-1} . L'absence de structure n'est probablement pas entièrement dû à notre mauvaise résolution, mais elle vient aussi de l'importante largeur naturelle de ces états.

Moments de recul dans le cas de ${}^6\text{Li}$

La reconstitution cinématique d'un événement nous permet de calculer le moment de recul du noyau résiduel. Il est



NUMEROS DES CHAMBRES

FIG. 40



FIG. 41

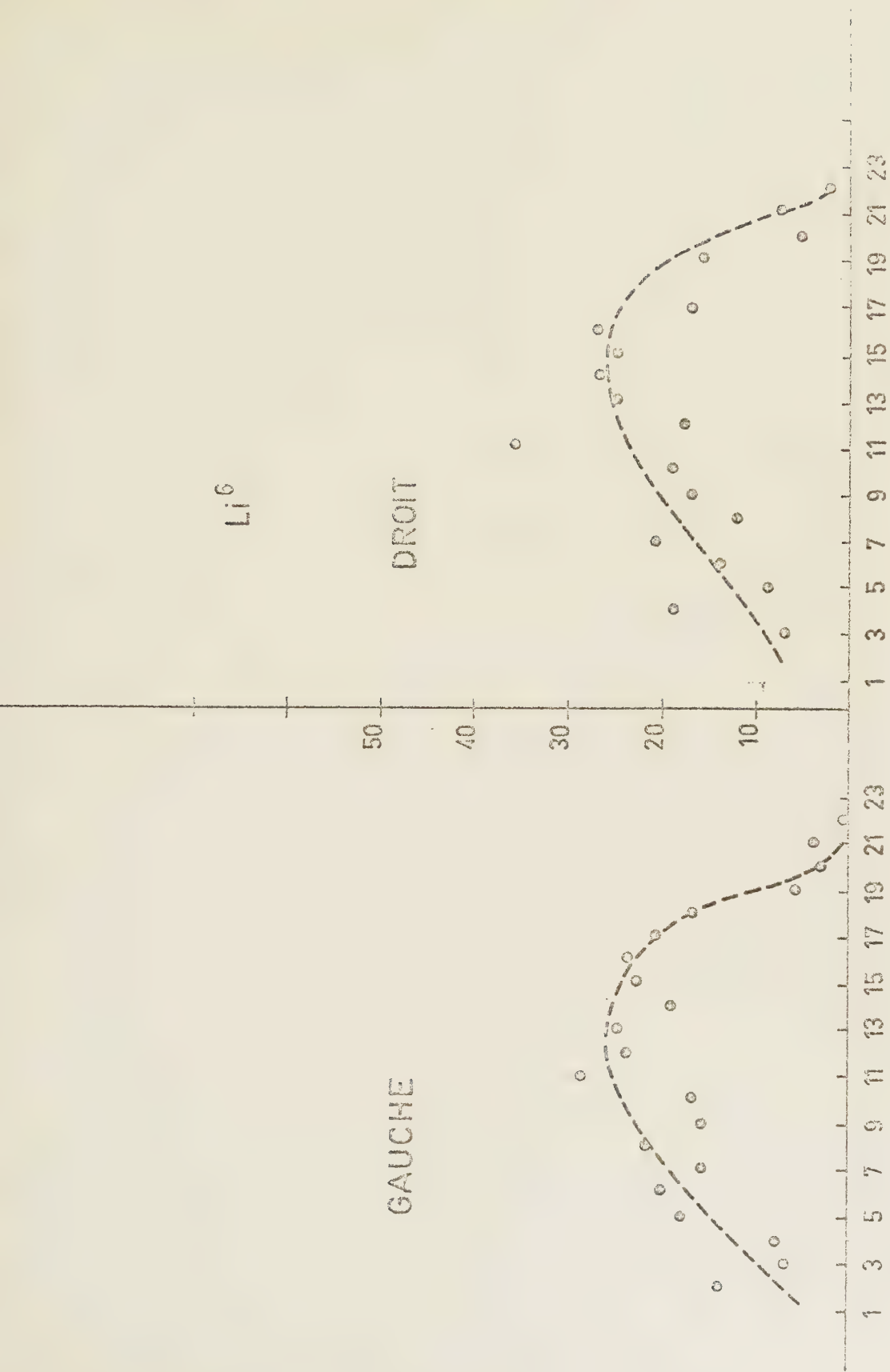


FIG. 42

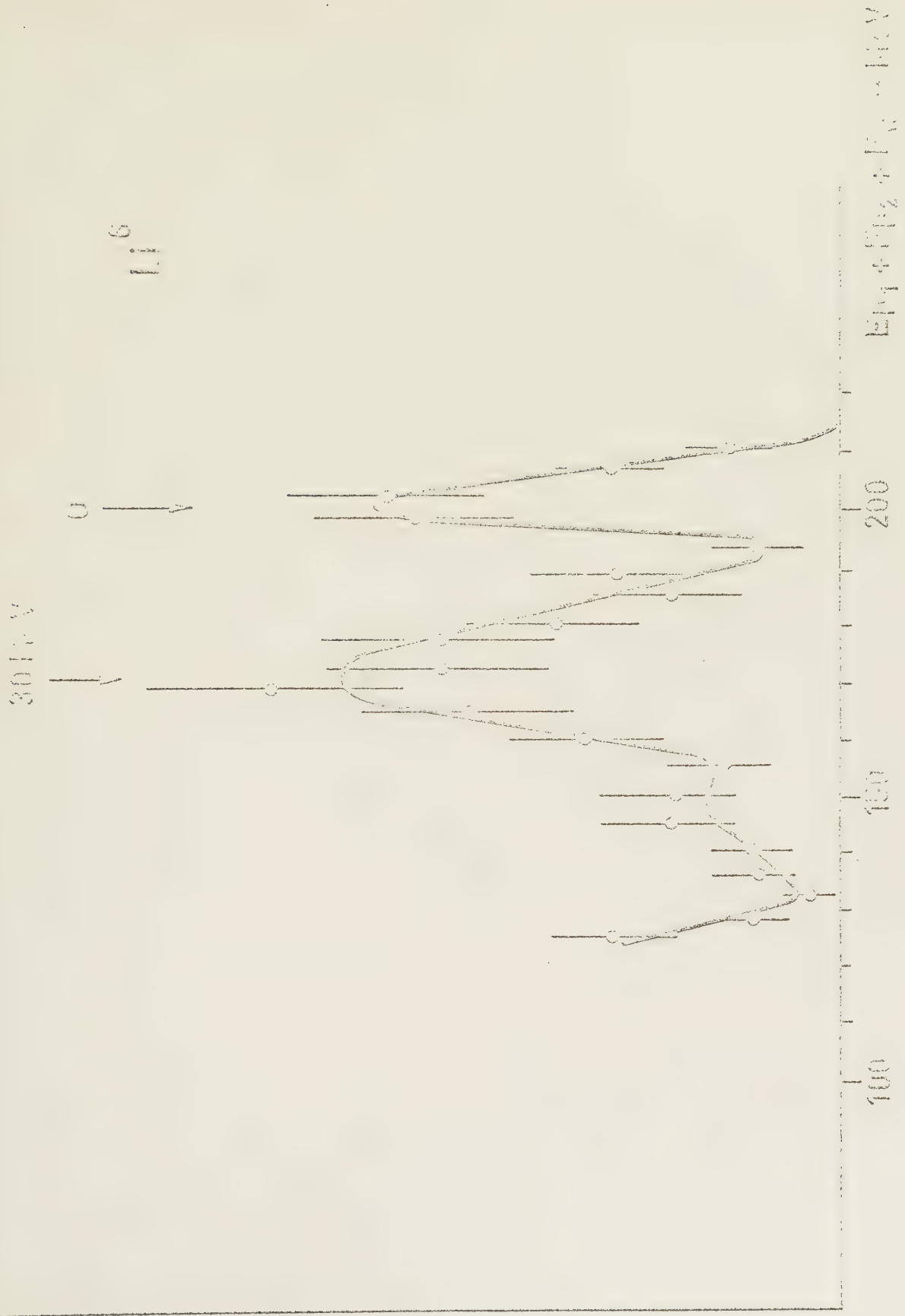


FIG. 48

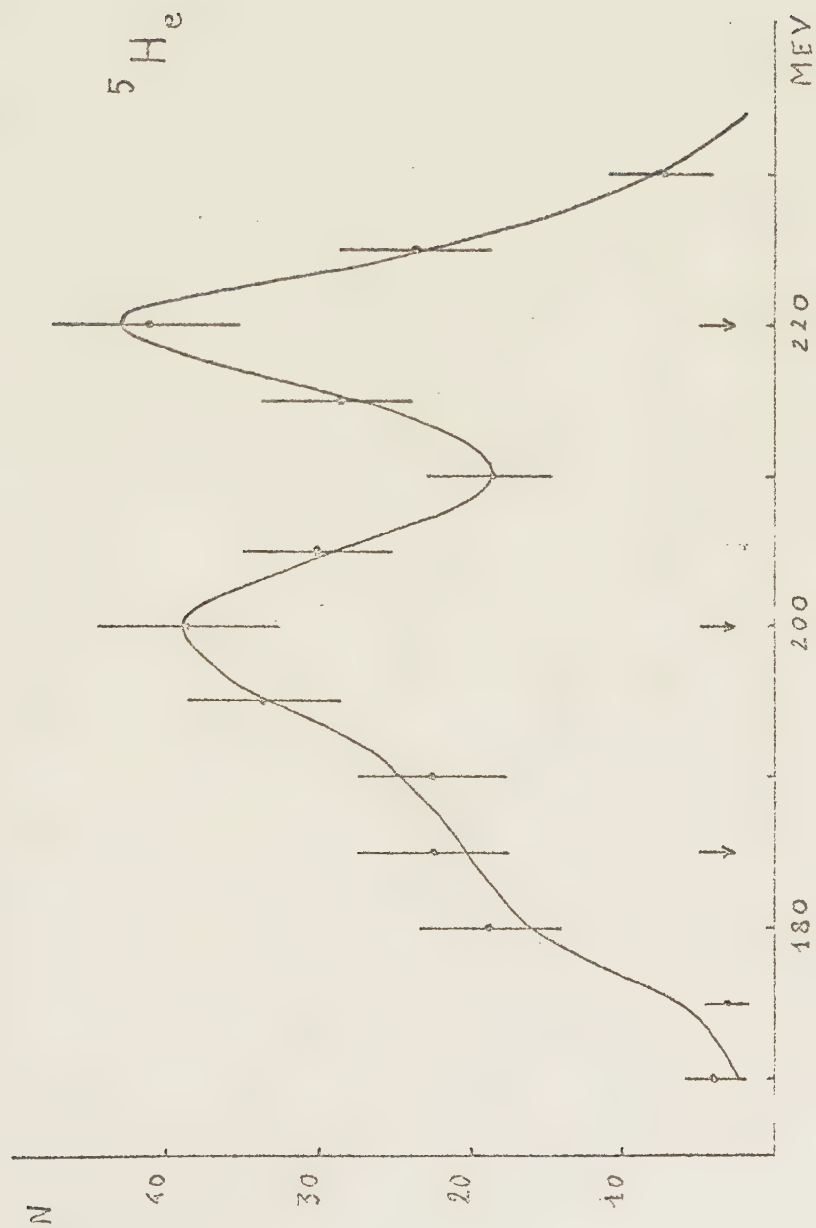
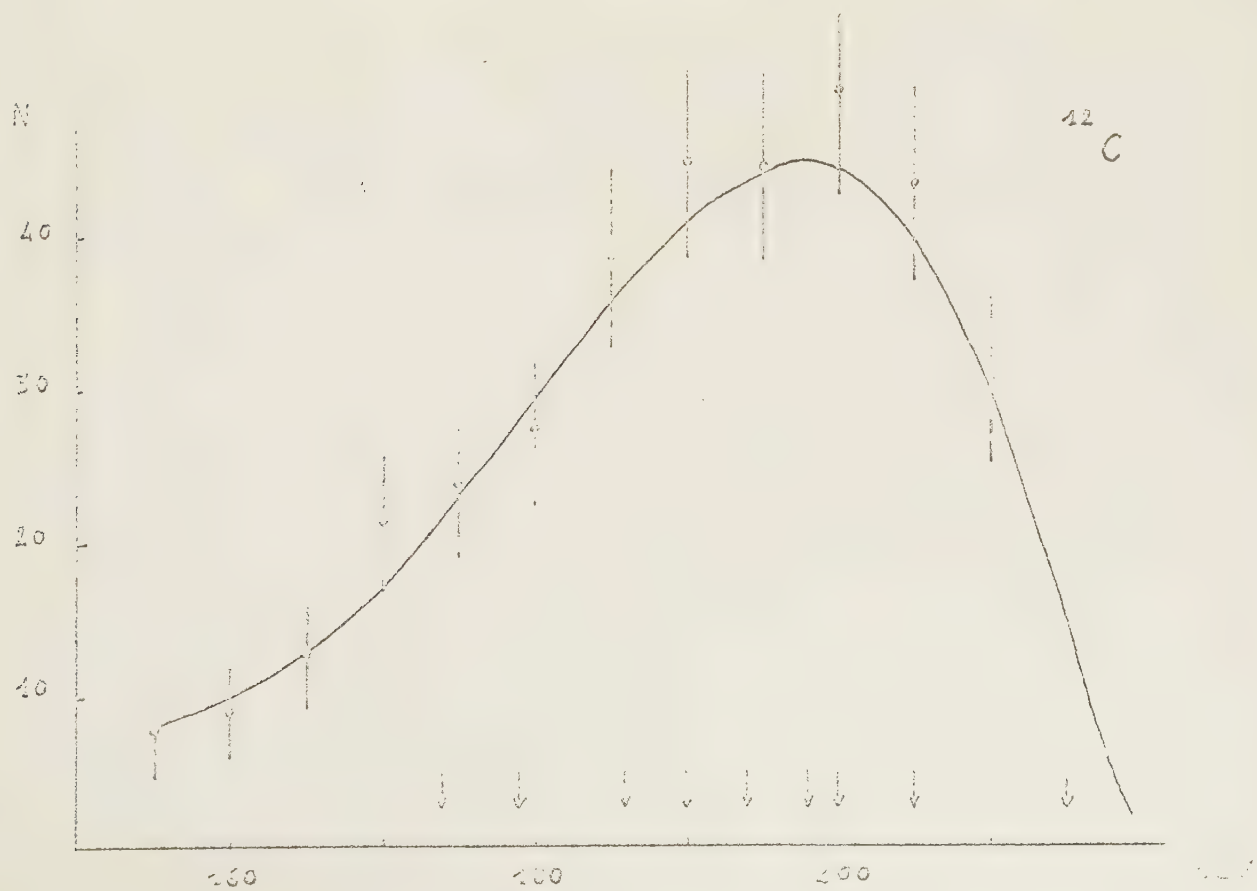
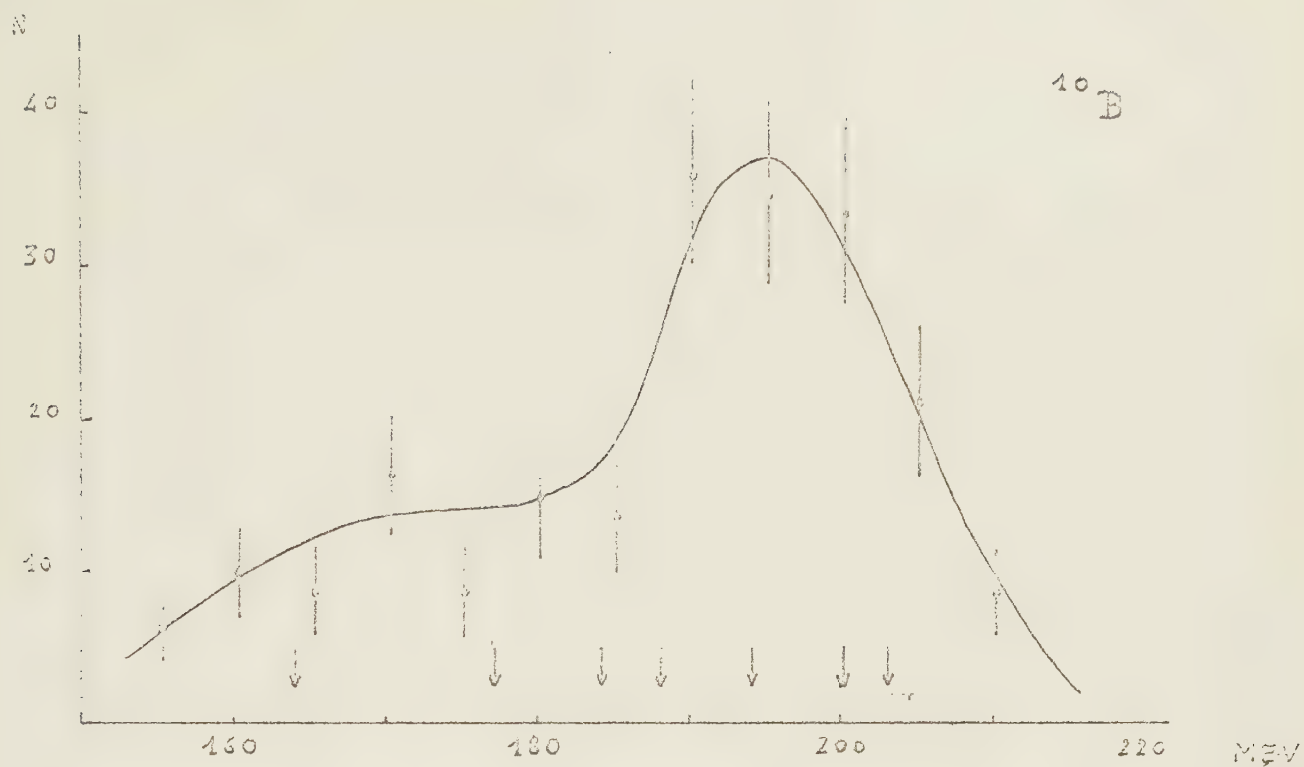


FIG 44

FIG 45



intéressant d'étudier la distribution des impulsions correspondantes aux pics que nous observons dans le spectre d'énergie. La Fig. (46) montre que les moments de recul faibles sont associés à la transition vers l'état fondamental. Notre dispositif peut accepter des événements associés à une impulsion de recul relativement élevée dans n'importe quelle direction. Une distribution de moment de recul $N(p)$ dans une direction donnée se traduit par conséquent, si elle est intégrée dans toutes les directions, par une distribution $N(p) \times p^2$ qui explique que l'on voit très peu d'événements correspondants à une énergie de recul nulle. Les distributions observées correspondent, dans l'hypothèse de l'approximation de l'impulsion, à une largeur de la distribution des moments de la paire (n, p) par rapport au coeur α dans le noyau de ${}^6\text{Li}$ de l'ordre de 40 MeV/c qui est à rapprocher de la valeur 45 ± 5 MeV/c obtenue par des expériences ${}^6\text{Li} (p, pd)$. (R. 23).

Avec un faisceau de faible intensité (6000 pions par seconde), les taux de comptages s'établissent autour de 3 à 5 coups par minute. Les sections efficaces à 80° et de 0,26 mb/ster² pour le deutérium et de 0,05 mb/ster/MeV² dans le cas du ${}^6\text{Li}$.

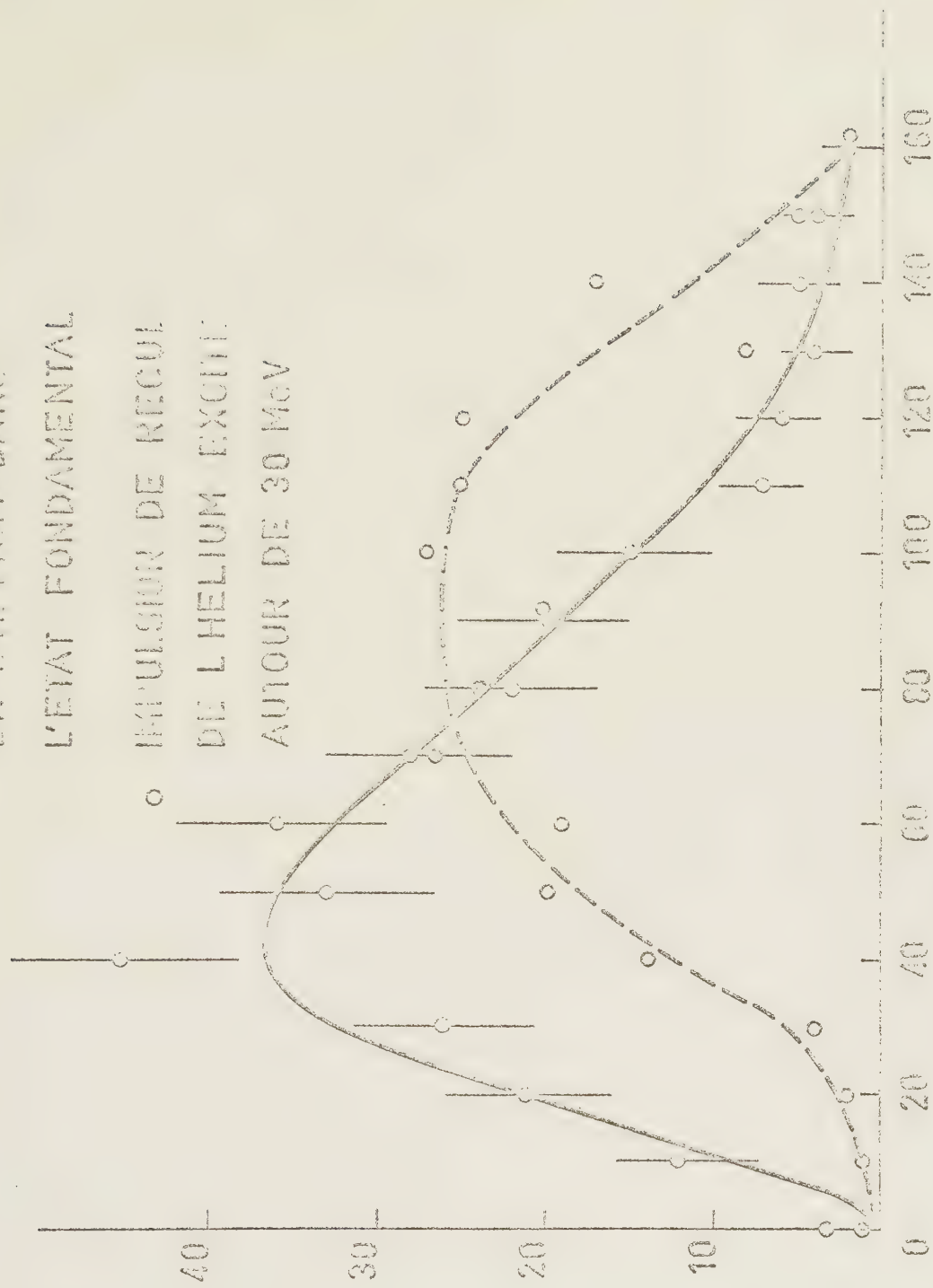
DISCUSSION

L'examen de la situation des états résonants à quatre nucléons, montre qu'un certain nombre d'états excités de 1' ^4MeV peuvent légitimement être attendus dans la région comprise entre 20 et 35 MeV. La table ci-dessous (R. 25) donne la liste de ces états et l'attribution des nombres quantiques qui les caractérisent.

~ 26	1^-	$T = 1$	
22	2^-	$T = 0$	
20.1	0^+	$T = 0$	$S = 0$
Z	$0^+, (S=0),$	$T = 0$	Z
^4He			

Ces résultats ont été surtout obtenus à l'aide de l'analyse des déphasages dans les réactions de diffusion, et en admettant l'hypothèse de l'indépendance de charge des forces nucléaires; la situation est particulière pour le niveau de 26 MeV de l'Hélium qui a été trouvé directement par l'étude des rayons γ émis dans la capture radioactive des protons par le Tritium (R. 26). Ces niveaux sont explicables, mis à part celui de 20 MeV par le modèle d'oscillateur harmonique de De SHALIT et Walecka (R. 27). Ils correspondent tous à un seul trou dans la couche s , c'est à dire à la promotion d'un nucléon s sur une autre couche. La probabilité d'excitation de ces niveaux est réduite dans une réaction $\pi 2p$ en raison de la faible corrélation spatiale entre les nucléons des deux couches. Ce

Li^6 IMPULSION DE RECOIL
 DE L'HYDROGENE DANS
 L'ETAT FONDAMENTAL
 IMPULSION DE RECOIL
 DE L'HELIUM EXCITE
 AUTOUR DE 30 MeV



IMPULSION DE RECOIL (MeV/c)

que nous observons est plus probablement une excitation de deux trous dans une couche. En effet, notre appareillage sélectionne un évènement lorsque les deux protons ont un grand moment relatif de l'ordre de 700 MeV/c, ce qui correspond à des distances faibles (0,4 fermi); comme la distance moyenne entre l' α et le deutéron du ${}^6\text{Li}$ (modèle "Cluster") est de l'ordre de 4 Fermis, il est improbable que la capture du pion se produise sur ces deux nucléons.

Nous pouvons exclure les états $T = 2$ pour les niveaux contribuant éventuellement au pic de 30 MeV, car les réactions ${}^6\text{Li} (\pi^-, 2p) N_R$ faites avec le même appareillage montrent une section efficace considérablement plus petite, et une distribution en énergie très différente (Fig. 47). Il est intéressant de comparer notre expérience à celle faite au synchrocyclotron de Liverpool (Réf. 28); cette dernière étudie les réactions de type $\pi^- 2n$ et, pour une cible donnée, elle aboutit en principe, au même noyau que la nôtre. Cependant, à première vue, leur résultat et le nôtre semblent contradictoires. Dans le cas du ${}^6\text{Li}$, la figure (48) montre une distribution de la masse manquante obtenue par les réactions $\pi^- 2n$; on n'observe pas de pic dans la région des 30 MeV, mais une très faible indication vers 40 MeV (Fig. 49) lorsque l'on sélectionne les évènements correspondants à une grande dissymétrie dans l'énergie des deux neutrons. Ces résultats s'expliquent par nos observations sur la distribution des moments de recul correspondants au pic de 30 MeV, car il est associé en moyenne aux impulsions de recul élevé. Or, la géométrie utilisée lors des expériences $\pi^- 2n$, favorise les évènements comportant une faible impulsion de recul car les deux neutrons sont colinéaires, et une faible composante de l'impulsion perpendiculaire à la ligne de vol des neutrons suffit à éliminer l'évènement.

Nous pouvons donc conclure que l'étude expérimentale des réactions (π^2p) peut contribuer à notre connaissance de la structure des noyaux légers et aux mécanismes de l'interaction.

Les expériences que nous avons présentées ont un caractère exploratoire. Elles pourront être améliorées en amenant la résolution en énergie au niveau de celle qui est atteinte dans les réactions ($p, 2p$) et en choisissant des géométries différentes. La mise en oeuvre prochaine de machines produisant des faisceaux insérés de pions nous donne la certitude qu'une étude systématique et précise de ce type de réactions pourra être entreprise dans un proche avenir.

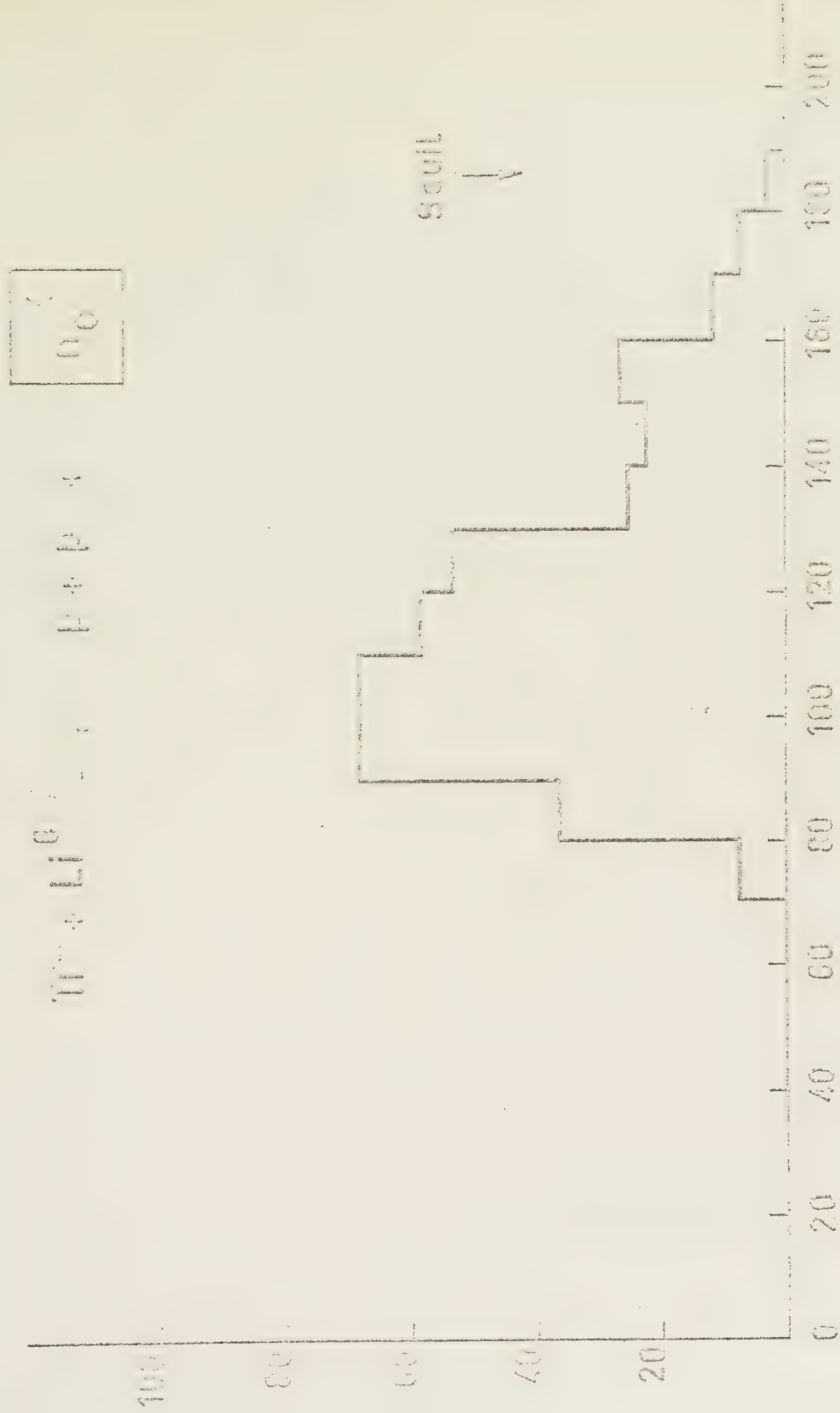


FIG. 47

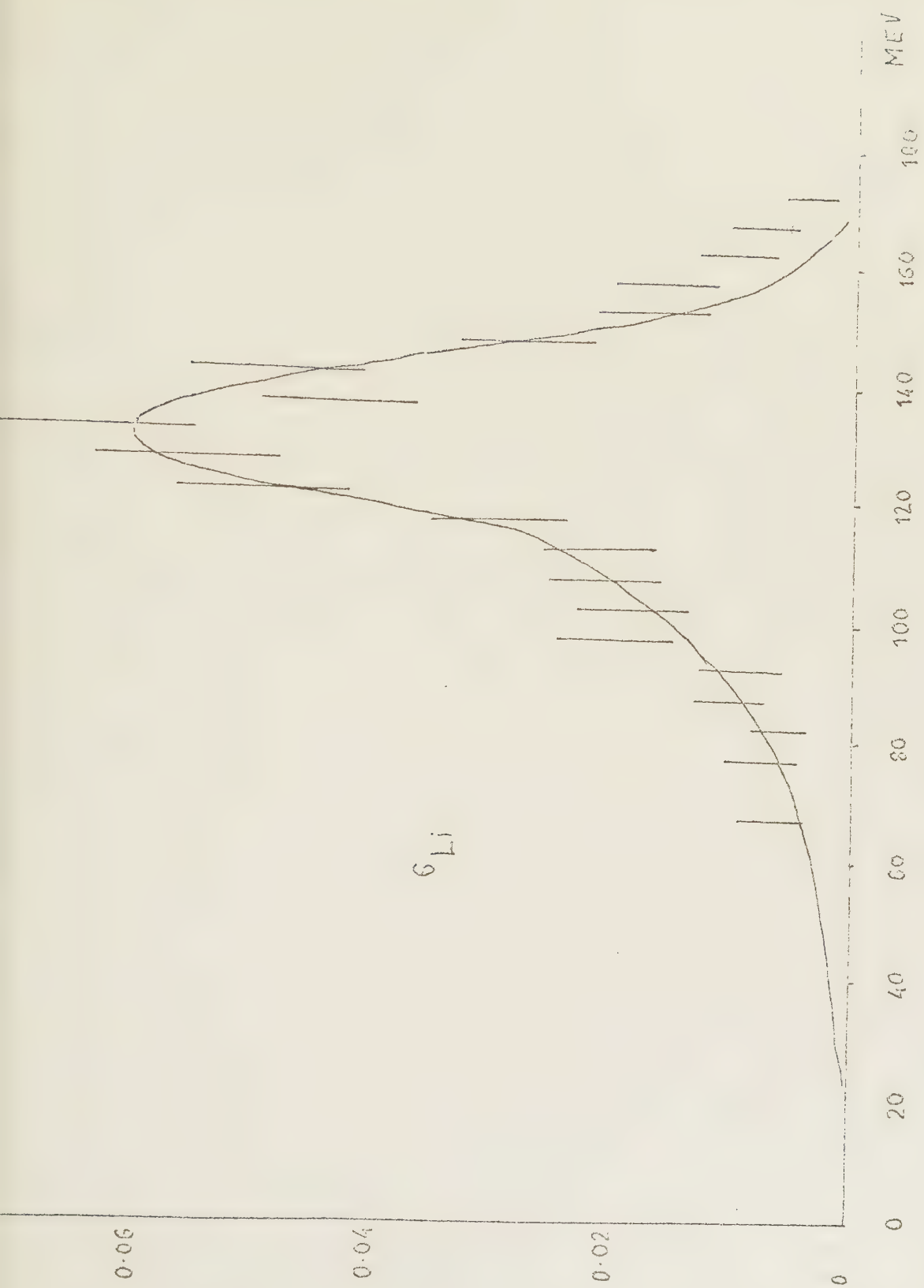


FIG 48

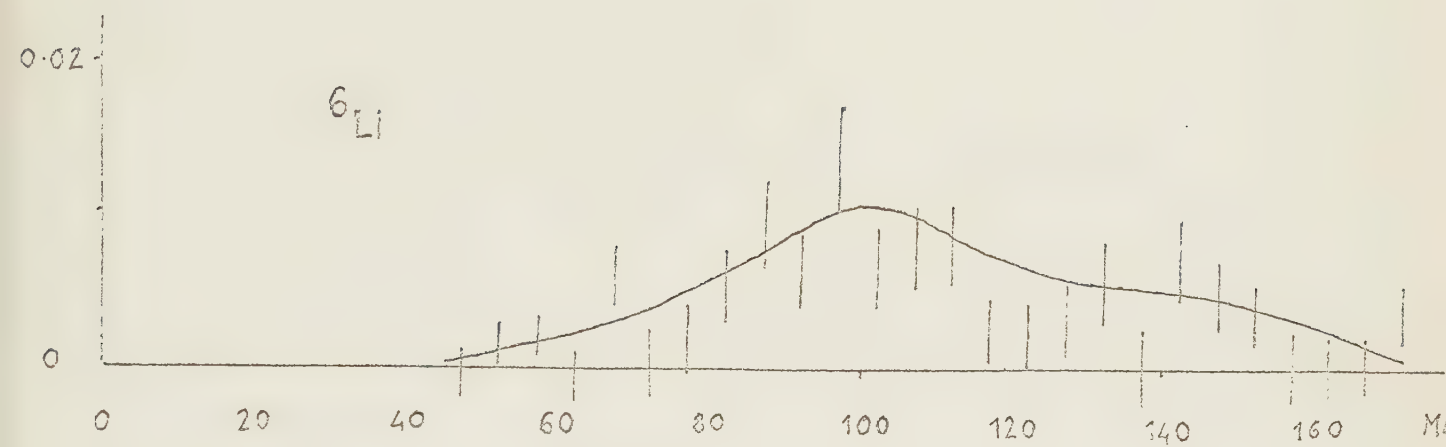


FIG 43

REFERENCES

- 1 - S.C. BROWN
Basic Data of Plasma Physics - Technology Press
of M.I.T. (1959)
- 2 - G. CHARPAK
J. Phys. Radium 18, 539 (1957)
F. SCHNEIDER
The discharge Chamber, C.E.R.N. Internal Report
PS/INT AR 59-6 (1959)
H. RAETHER
Proceedings of the Int. Conference on Ionization
Phenomena in Gases - PARIS (1963)
- 3 - F. KRIENEN
Nucl. Instr. and Methods 20, 168 (1963)
- 4 - G.K. O'NEILL, F.V. MURPHY, K. WRIGHT, D. YOUNG
Nucl. Instr. and Methods 20, 176 (1963)
- 5 - R.C. FLETCHER
Phys. Rev. 76, 1501 (1949)
- 6 - F.R. DICKEY
Journal of Applied Physics 23, 1336 (1952)
- 7 - CHRISTIANSEN , Z.F. ANGEW
Phys. 14, 326 (1952)
- 8 - H. VON THOLL
Zeits für Naturforschung, 18a, 15, 587 (1963)
- 9 - S. FUKUY et S. MIYAMOTO
Nuovo Cim. 11, 113 (1959)

- 10 - G. CHARPAK
Nucl. Instr. and Methods 15, 318 (1962)
- 11 - H. GELERNTNER
Nuovo Cim. 22, 631 (1961)
- 12 - V. PEREZ MENDEZ
Electronic recording of spark chamber events
Internal report at Berkeley (1962)
- 13 - F. KRIENEN
Report at the Sienna Conference on elementary
particles - SIENNA (ITALIE) 1963
- 14 - J. FISCHER, G.B. COLLINS, W.A. HIGGINBOTTAM
Proceedings of the international Symposium on
Nuclear electronics - PARIS (1963)
- 15 - H.I. PIZER
A digitised Spark Chamber - CERN Meeting on
filmless spark Chambers - Geneva (1964)
- 16 - H. FULBRIGHT et D. KOHLER
University of Rochester, Report NYO - 9560 (1961)
- 17 - B. MAGLIC et F. KIRSTEN
Nucl. Instr. and Methods 19, 49 (1962)
- 18 - B.D. JONES, J. MALOS, W. GALBRAITH, G. MANNING
Nucl. Instr. and Methods 29, 115 (1964)
- 19 - G. CHARPAK, J. FAVIER, L. MASSONNET
Nucl. Instr. and Methods 24, 501 (1963)
- 20 - M. JEAN
Proc. Conf. on direct interactions PADOWE (1962)
p. 46
- 21 - T. ERICSON
Proc. Conf. on direct interactions PADOWE (1962)
p. 39

- 22 - M. RIOU
Information on nuclear structure from (p,2p) and
other Knock on reactions - Conf. Gatlinburg
(Octobre 1964)
- 23 - C. RUHLA, M. RIOU, M. GUSAKOW, J.C. JACMART,
M. LIU, L. VALENTIN
Physics Letters 6, 282 (1963)
- 24 - B. ROSSI
High energy particles - PRENTICE Hall Inc.
(1956) p. 37
- 25 - W.E. MEYERHOF
AMERICAN Physical Society meeting - Honolulu (1965)
- 26 - D.S. GEMMEL et G.A. JONES
Nucl. Physics 33, 102 (1962)
- 27 - A. DESHALIT et J.D. WALECKA
Université de Stanford SLAL 160.
- 28 - H. DAVIES, H. MUIRHEAD et J.N. WOULDs
Université de Liverpool ULDP 25.

